



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV PROCESNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PROCESS ENGINEERING

**POČÍTAČOVÉ MODELOVÁNÍ PROUDĚNÍ VZDUCHU V
PLYNOVÉM HOŘÁKU**

COMPUTATIONAL SIMULATION OF AIR FLOW IN A GAS BURNER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Jan Waloszek

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Jiří Vondál, Ph.D.

BRNO 2018

Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav procesního inženýrství
Student: **Bc. Jan Waloszek**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Procesní inženýrství
Vedoucí práce: **Ing. Jiří Vondál, Ph.D.**
Akademický rok: 2017/18

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Počítačové modelování proudění vzduchu v plynovém hořáku

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Plynové hořáky využívané v procesních pecích jsou důležitou částí mnoha velkých energeticky náročných podniků. Pro správné porozumění dějů uvnitř hořáku je nutné spolehlivě určit proudění vzduchu vířičem. Z důvodů geometrické složitosti pro účely měření byla geometrie hořáku redukována pouze na vířič umístěný v přímém, hladkém potrubí. K dispozici jsou experimentální měření proudění za vířičem, které je potřeba porovnat s výsledky CFD simulací a provést zhodnocení dosažených výsledků.

Cíle diplomové práce:

Pomocí počítačové simulace proudění správně predikovat rychlosti za vířičem procesního hořáku.
Porovnány budou minimálně tři přístupy – RANS, URANS a SRS.
Porovnány budou výsledky dosažené pomocí minimálně dvou rozdílných sítí.
Všechny výsledky budou porovnány s měřením.

Seznam doporučené literatury:

AHMED, S. A. a A. S. NEJAD. Swirl effects on confined flows in axisymmetric geometries. Journal of Propulsion and Power [online]. 1992, 8(2), 339–345. ISSN 0748-4658. Dostupné z: doi:10.2514/3.23483

GUPTA, A. K., D. G. LILLEY a N. SYRED. Swirl Flows. Tunbridge, Wells: Abacus Press, 1984. ISBN 0-85626-175-0.

MAK, H. a S. BALABANI. Near field characteristics of swirling flow past a sudden expansion. Chemical Engineering Science [online]. 2007, 62(23), 6726–6746. ISSN 0009-2509. Dostupné z: doi:10.1016/j.ces.2007.07.009

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2017/18

V Brně, dne

L. S.

prof. Ing. Petr Stehlík, CSc., dr. h. c.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Anotace

Tato práce je zaměřena na počítačové modelování proudění v hořáku. Hlavním cílem je poskytnout komplexní porovnání výsledků získaných pomocí několika přístupů k modelování, na různých výpočetních sítích a také pomocí různých modelů turbulence. Pro validaci jsou použita experimentální data z měření. Numericky získaná data jsou porovnána mezi sebou navzájem a také s experimentálními daty. Na vypočtená data je také aplikována metoda vlastní ortogonální dekompozice. Největším přínosem této práce je poskytnutí širšího pohledu na modelování vířivého proudění v hořáku a zde dosažené výsledky pomohou k lepšímu porozumění chování jednotlivých modelů pro úlohy tohoto typu a jejich potenciál pro modelování spalování v pecích.

Klíčová slova

Lopatkový víříč, Vířivé proudění, Hořák, CFD, POD, PIV, Modelování turbulence

Abstract

This work is focused on computational modelling of a flow in a burner. The main objective is to provide a complex comparison of the results obtained through several approaches to modeling, on different computational grids and also using different turbulence models. Experimental measurement data are used for validation. Numerically obtained data are compared to each other and to experimental data. The method of Proper-Orthogonal Decomposition is also applied on the calculated data. The greatest benefit of this work is providing a wider view on the swirling flow modeling in burners and the results obtained here will help to better understand the behavior of stated models for tasks of this kind and their potential for modelling combustion in furnaces.

Key words

Guide Vane Swirler, Swirling Flow, Burner, CFD, POD, PIV, Turbulence modelling

WALOSZEK, J. Počítačové modelování proudění vzduchu v plynovém hořáku. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 73 s. Vedoucí diplomové práce
Ing. Jiří Vondál, Ph.D..

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma *Počítačové modelování proudění vzduchu v plynovém hořáku* vypracoval samostatně pod odborným vedením Ing. Jiřího Vondála, Ph.D.. Použitou literaturu a podklady uvádím v seznamu použitých zdrojů.

Jan Waloszek

Rád bych zde vyjádřil své poděkování především vedoucímu mé diplomové práce, Ing. Jiřímu Vondálovi, Ph.D., za vedení, pravidelné konzultace, ochotu a cenné rady během zpracovávání této práce.

Své velké poděkování skládám také rodičům za jejich podporu během celé doby studia.

Obsah

1	Úvod.....	8
2	Hořáky a víříče v procesním průmyslu	9
2.1	Vliv víříčů na produkci NO _x	11
2.2	Druhy a vlastnosti víříčů.....	12
2.2.1	Rozdělení víříčů dle mechanismu víření	12
2.2.2	Kombinované víříče	13
2.2.3	Bluff Body/Vane Swirler	14
2.2.4	Vícestupňový víříč	14
2.2.5	Účinnost	15
2.3	Vířivé proudění.....	16
2.3.1	Recirkulační zóna	16
2.3.2	Vliv spalování na charakter proudění.....	17
2.3.3	Vliv expanze do spalovací komory – „Backstep“	17
2.3.4	Vliv ohraničení spalovacího prostoru	18
2.4	Měření víříčů	19
2.4.1	LDV: „Laser Doppler Velocimetry“	19
2.4.2	PIV: „Particle Image Velocimetry“	19
2.4.3	PLIF: „Planar Laser-induced fluorescence“	20
2.4.4	CL: „Chemiluminiscence“	20
2.4.5	Hot wire anemometry – Žárová anemometrie.....	20
2.5	ÚPI Low NO _x hořák a jeho víříče	21
3	Specifika CFD modelování.....	22
3.1	Modelování vířivého proudění	22
3.2	Časové měřítko numerických simulací.....	23
3.3	Modely turbulence	24
3.3.1	k- ω SST	24
3.3.2	Realizable k- ϵ	24
3.3.3	Reynolds Stress Model (RSM).....	25
3.3.4	Scale-Adaptive Simulation (SAS).....	25
3.4	Proudění v blízkosti stěn, stěnové funkce	26
3.4.1	Scalable Wall Functions	26
3.4.2	Enhanced Wall Treatment	26
3.5	Předpoklady a zjednodušení této úlohy	26
4	Naměřená data.....	27
4.1	Data ze žárové anemometrie.....	27

4.2	Data z měření 2D PIV	27
4.2.1	Popis experimentu	28
4.3	Měření 3D PIV	29
4.3.1	Kalibrace	29
4.3.2	Měření rychlosti proudění	30
4.3.3	Laser	30
4.3.4	Kamery	31
4.3.5	Generátor částic	31
5	Počítačové modelování proudění	32
5.1	Tvorba sítě	32
5.1.1	Výpočetní síť – 1. varianta	32
5.1.2	Výpočetní síť – 2. varianta	33
5.1.3	Srovnání sítí – „Grid Independence“	34
5.2	Testované metody pro zlepšení konvergence	36
5.2.1	Metoda Pseudo Transient	36
5.2.2	RRE – Reduced Rank Extrapolation	41
5.3	Zpracování a vyhodnocení dat	42
5.3.1	Rychlostní profily	42
5.3.2	POD	42
5.3.3	Houslové grafy	42
5.3.4	FFT	42
5.3.5	Vírové číslo	42
5.4	Výpočet modelem k- ω SST	43
5.4.1	Nastavení řešiče	43
5.4.2	Stacionární výpočet k- ω SST (RANS)	44
5.4.3	Nestacionární výpočet k- ω SST (URANS)	45
5.5	Výpočet modelem k- ε Realizable	47
5.5.1	Nastavení řešiče	47
5.5.2	Výsledky	47
5.6	Výpočet modelem RSM (Reynold's Stress Model)	49
5.6.1	Nastavení řešiče	49
5.6.2	Výsledky	49
5.7	Výpočet modelem Scale-Adaptive Simulation (SAS)	52
5.7.1	Nastavení řešiče	52
5.7.2	Výsledky	52
5.8	Srovnání modelů a zhodnocení výsledků	57
5.8.1	Rychlostní profily	57

5.8.2	Vírové číslo	58
5.8.3	Axiální rychlost	61
5.8.4	Tangenciální rychlost	63
5.8.5	Rychlost mísení	64
6	Vlastní ortogonální dekompozice (POD).....	65
6.1	Popis metody	65
6.2	Výsledky analýzy	66
7	Závěr	68
	Seznam použitých zdrojů	69
	Seznam použitých symbolů a zkratek	72
	Seznam příloh.....	73
	Přílohy	73

1 Úvod

Velké množství procesů v průmyslu má vysoké energetické nároky a součástí těchto procesů tak jsou zařízení jako pece a kotle. Důležitou součástí těchto zařízení jsou i plynové hořáky, které zde plní klíčovou funkci. Konstrukce hořáku má velký vliv na provozní parametry pece od rozložení tepelného toku, účinnosti, množství emisí NO_x až po stabilitu a hlučnost plamene.

Na Ústavu procesního inženýrství se vývoj orientuje na nízkoemisní plynové a olejové hořáky. Pro zajištění optimální konstrukce a správné funkce hořáku je nutné porozumět charakteru proudění vzduchu a paliva uvnitř spalovací komory a musí být zajištěny optimální spalovací podmínky [1]. Pro tyto účely je součástí hořáku víříč, který udává v největší míře charakter proudění a spalovací podmínky. Axiální lopatkový víříč má vliv na míru turbulence, stabilitu plamene a emise škodlivých látek [2].

Tato práce naváže na dřívější výzkum a měření rychlostních profilů pomocí žárové anemometrie [1] a laserového 2D měření (PIV) [3] a budou zde porovnána naměřená data s daty vypočtenými pomocí simulací CFD (Computational Fluid Dynamics – Počítačové modelování proudění) v softwaru ANSYS Fluent v18.1. V rámci CFD simulace budou porovnány modely turbulence s vyhodnocením jejich vlivu na rychlostní pole za víříčem. Na získaná data bude použita analýza – vlastní ortogonální dekompozice, která popíše hlavní struktury proudění a jejich vliv na celkový charakter proudění.

Cílem této práce je především zjištění správného přístupu k CFD modelování proudění ve spalovací komoře a otestování některých výpočetních postupů a modelů. Proudění je modelováno bez spalování a s několika zjednodušujícími předpoklady (stejně jako měření). Výsledky této práce přispějí především k přesnějšímu modelování spalování v pecích osazených vířivými hořáky a bude diskutována také možnost využití výsledků pro případné konstrukční úpravy hořáku.

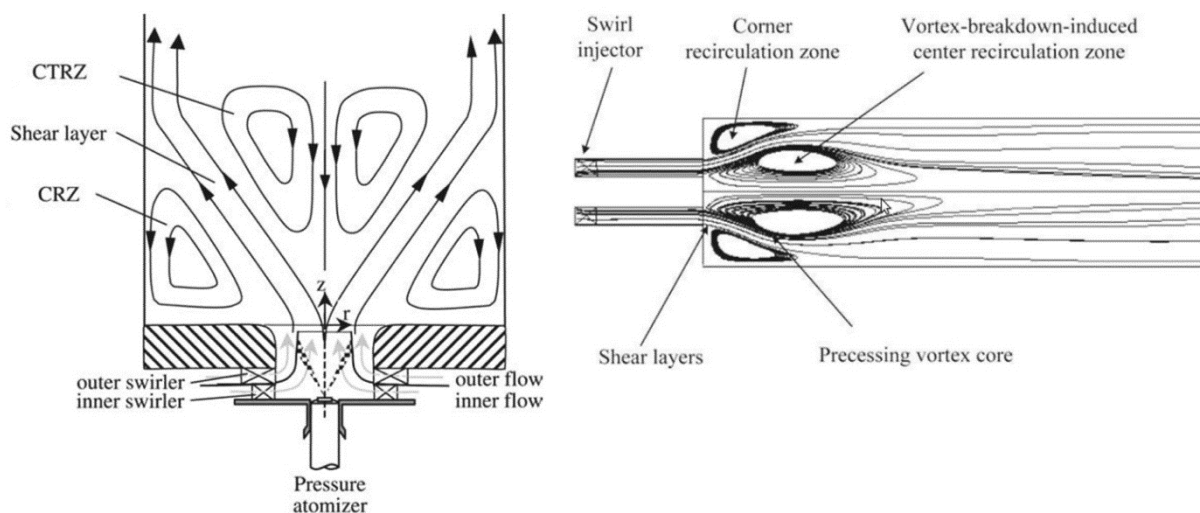
2 Hořáky a vířiče v procesním průmyslu

Se vzrůstajícím zájmem o redukování emisí NO_x někdy od 60. let minulého století se staly účinnost spalování a nižší emise primárním cílem pro vývoj hořáků. Nutnost vyhoření veškerého paliva, minimalizace tlakových ztrát a udržování rovnoměrné teploty plamene vedla k vývoji dalších způsobů stabilizace plamene a začaly vznikat hořáky a vířiče různých konstrukcí. Vířivé proudění je charakterizováno spirálovým pohybem s dominantní axiální a tangenciální složkou rychlosti, velkým smykovým napětím a velkou intenzitou turbulence mezi vrstvami proudící tekutiny [4].

Vířiče jsou komponenty, které slouží k převádění axiální hybnosti na tangenciální a dojde tak ke zvýšení turbulence proudění. Podíl tangenciální hybnosti je charakterizován bezrozměrným vírovým číslem (S), které udává poměr tangenciální ku axiální hybnosti. Při použití v hořácích je smyslem vířiče stabilizace plamene, snížení emisí NO_x a zajištění optimálních podmínek pro spalování. Primárním cílem je stabilizace plamene, velmi důležitým aspektem jsou ale i emise škodlivých plynů. Ke stabilizaci plamene může docházet více mechanismy. Z tohoto pohledu je možné rozdělit hořáky podle velikosti vírového čísla na běžně průmyslově využívané vířivé hořáky s vysokými hodnotami vírového čísla (High-swirl Burners) a zatím ne příliš využívané „slabě vířivé hořáky“ (Low-swirl Burners).

Stabilizace vířivým prouděním spočívá ve vytvoření centrální toroidní recirkulační zóny (CTRZ), kde se může plamen stabilizovat vlivem nižší rychlosti proudění (která odpovídá rychlosti plamene) a je také podpořen recirkulací tepla ze spalin. Ke vzniku tohoto jevu dochází v důsledku rotačního pohybu tekutiny (odstředivých sil) a vzniku radiálního gradientu tlaku. Při použití vířiče typu „Bluff body“ je radiální gradient tlaku podpořen i rychlým prouděním plynu podél stěn. V důsledku tak vzniká i axiální gradient tlaku a ten má za následek zpomalování proudění a při překročení mezní hodnoty turbulence proudění dojde k otočení směru proudění a vzniku recirkulační zóny [5]. Tomuto jevu se říká rozpad víru (Vortex Breakdown) a je typický pro vířivá proudění nad kritickou hodnotou – běžně je uváděna jako mezní hodnota pro začátek rozpadu víru velikost vírového čísla 0,6. Proudění v této oblasti je obecně asymetrické a časově proměnlivé a neexistují obecná kritéria pro předvídání vzniku nebo typu rozpadu víru [6].

Díky tomuto jevu dochází k přisávání horkých spalin a mísení s proudem nespálené směsi vzduchu a paliva, což má za následek ředění této směsi, její ochuzování a pomalejší vyhoření bez vysokých teplotních špiček. Dalším efektem recirkulace je zkrácení délky plamene a snížení vzdálenosti plamene od hořáku (plamen se stabilizuje dříve) [2]. Tyto faktory také pozitivně ovlivňují tvorbu NO_x. Vliv recirkulace však může být i negativní, pokud tangenciální hybnost přesáhne určitou mez. Mohou tak vzniknout nestability a kmitání plamene, které mají za následek hlučnost a mohou i destabilizovat spalovací proces [7]. Tento fenomén byl předmětem zkoumání několika prací, např. Syred, 2006 [5]. Výzkum Lückoff, 2017 [8] byl zaměřen na regulaci těchto nestabilit.



Obr. 2.1: Stabilizace plamene vířivým prouděním, centrální a rohové recirkulační zóny [9]

Ke stabilizaci plamene však nemusí docházet jen pomocí recirkulačních zón. Odlišný mechanismus využívá například hořák s nízkým vírovým číslem (Low swirl burner). Zatímco u běžných vířivých hořáků bývá hodnota vírového čísla v rozmezí 0,5 – 1, u těchto hořáků to bývá v rozmezí 0,02 – 0,12. Tangenciální hybnost proudění u těchto hořáků nestačí na vytvoření recirkulační zóny. Mechanismem stabilizace plamene je zde klesající střední hodnota rychlosti proudění (šíření plamene) po délce se vzrůstající vzdáleností od čela hořáku. Tento záporný gradient umožní plamenu stabilizovat se v oblasti, kde rychlost plamene odpovídá rychlosti proudění. Proudění je stabilní, protože zpětnému zášlehu brání vyšší rychlost proudění u trysky a nehrozí ani ufouknutí plamene, protože rychlost proudění dále po proudu klesá a je nižší než rychlost plamene. Tyto hořáky využívají chudou předmíšenou směs paliva a vzduchu.

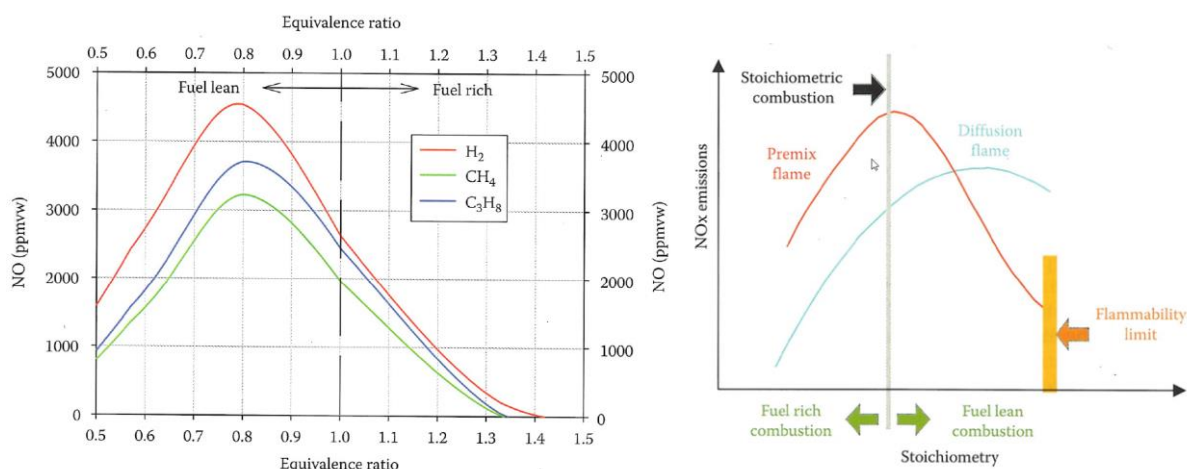
Vývojem tohoto hořáku se zabývali např. Cheng et al., 2000 [10]. Ve svém výzkumu se zabývali možností použití tohoto typu hořáku pro průmyslové pece a kotle. Zkoušeli proto zvýšit tepelný výkon hořáku na úroveň malého průmyslového hořáku (280 kW) – zvýšení výkonu se dosahuje zvětšením průměru trysky. Mezi závěry výzkumu bylo řečeno, že emise jsou nezávislé na zvyšování tepelného výkonu, ale na poměru paliva a vzduchu a že i vírové číslo zůstává při použití většího tepelného výkonu konstantní. Dosahovali výborných výsledků emisí NO_x (<15 ppm) i CO (<10 ppm) s přebytkem vzduchu 1,1 – 1,25, takže je zde potenciál pro využití v průmyslu. Vývoj tohoto hořáku pokračoval i nadále (Rapp et al., 2017 [11]), optimalizován byl pro průtokový ohřev bez akumulace (on-demand), kdy je velkou výhodou tohoto hořáku široké spektrum dodávaného výkonu - poměr maximálního a minimálního výkonu je až 50 [11].

Kromě použití v hořácích se vířiče využívají i pro různé další aplikace, jako například zvýšení turbulence přepravního média při pneumatické dopravě částic, kdy turbulence brání usazování částic a ucpávání potrubí [12], v axiálních cyklonech oddělujících plynnou a kapalnou fázi z jejich směsi [13], pro zvyšování intenzity přestupu tepla při proudění v potrubí [14] a další.

2.1 Vliv vířičů na produkci NOx

Při spalování všech druhů paliv se vzduchem vznikají při teplotě nad 1100°C oxidy dusíku. Z celkového množství NOx tvoří přibližně 10% NO a 90% NO₂ [15]. Na množství NOx ve spalínách má vliv několik různých faktorů, nejdůležitější jsou tyto [15], [16]:

- Teplota plamene – jednou z metod je recirkulace spalín, které již odevzdaly teplo ve spalovací komoře; ty se smísí s nespálenou směsí paliva a vzduchu a vede to ke snížení teploty plamene.
- Poměr paliva a vzduchu – snížení přebytku vzduchu, dosahuje se toho například použitím odstupňovaného přívodu vzduchu do plamene, kdy je v primární směsi podstechiometrické množství vzduchu a spalování se dokončí přívodem sekundárního vzduchu a dojde ke snížení reakční teploty; použito může být také odstupňování přívodu paliva.
- Zkrácení doby setrvání v pásmu vysokých teplot – docílí se toho snížením objemu plamenů a zkrácením jeho délek nebo také rozdělením spalované směsi do většího počtu výtokových otvorů menších průřezů.
- Složení oxidačního plynu – pro spalování může být použita místo vzduchu obohacená směs vzduchu s kyslíkem a tím dojde ke snížení množství vzdušného dusíku ve směsi.
- Teplota vzduchu a paliva – předehřev spalovacího vzduchu nebo paliva má ekonomické výhody, ale ekologické nevýhody – zvyšuje se produkce NOx.
- Hořáky s bezbarvým plamenem – teplota ve spalovací komoře je nad bodem vzplanutí paliva; nevznikají teplotní špičky a teoreticky by emise NOx měly být nulové. V praxi však mají často problém se zvýšenými emisemi CO z důvodů nízkého přebytku vzduchu.



Obr. 2.2: Vliv poměru paliva a vzduchu na tvorbu NOx, vliv předmísení paliva na tvorbu NOx [14]

Vířič může svou konstrukcí zajistit takový charakter proudění ve spalovací komoře, který bude snižovat výše uvedené negativní vlivy na tvorbu NOx. Zejména se jedná o minimalizaci teplotních špiček, vlivem vzniku recirkulační zóny a mísení horkých spalín s chladným proudem palivové směsi. Díky recirkulaci spalín, které obsahují velmi málo kyslíku je také snížena objemová koncentrace kyslíku ve spalované směsi, což také snižuje rychlost reakce a teplotní špičky [17]. Dochází také ke zkracování plamene, tedy ke zkrácení doby v pásmu vysokých teplot.

2.2 Druhy a vlastnosti vířičů

2.2.1 Rozdělení vířičů dle mechanismu víření

Vířivé proudění může být vyvoláno [2], [7]:

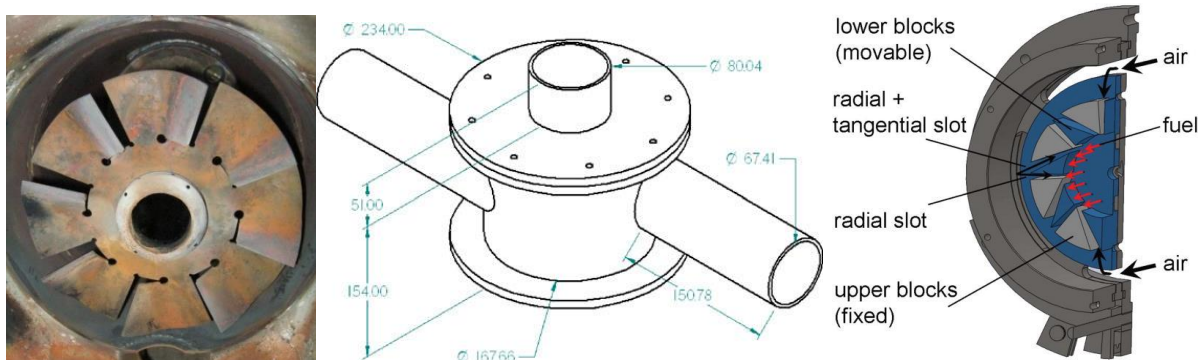
1) Geometricky pomocí lopatkových vířičů nebo třeba spirálových vložek uvnitř trysek,

Základní typy geometrických vířičů:

- Diskový vířič (Bluff Body)
 - Axiální lopatkový vířič (Vane Swirler)
 - s rovnými lopatkami
 - s profilovanými lopatkami
 - Radiální vířič
 - s lopatkami
 - se stavitelnými elementy (Movable Block)
- 2) Mechanicky pomocí rotujícího tělesa – tento způsob se však v praxi používá velmi málo a pro spalování není využíván vůbec.
- 3) Aerodynamicky pomocí tangenciálního přívodu vzduchu
- jednostupňový (Scroll)
 - vícestupňový



Obr. 2.3: Některé typy vířičů, převzato z [15], upraveno.



Obr. 2.4: Zleva: axiální vířič s rovnými lopatkami [1], tangenciální vířič se dvěma vstupy [16], radiální vířič se stavitelnými elementy [18]

2.2.2 Kombinované vířiče

V praxi se však často využívá kombinace několika metod pro získání toho správného proudění. Velmi častá je například kombinace axiálního a tangenciálního přívodu vzduchu, viz Obr. 2.5. Několik způsobů kombinuje také hořák vyvinutý na univerzitě v Sydney, je to axiální a tangenciální přívod vzduchu a disk (Bluff Body) u ústí do spalovací komory. Palivo je přiváděno velkou rychlostí malou tryskou uprostřed. V tomto hořáku vzniká komplexní proudění a objevuje se zde několik recirkulačních zón – právě vlivem interakce spalovacího vzduchu proudícího skrz několik typů vířičů a proudění vstřikovaného paliva tryskou uprostřed [5].

Použití aerodynamického typu vířiče (tangenciální vstup vzduchu) namísto klasického geometrického vířiče nabízí určité výhody. Je možné například docílit téměř plynulé regulace vírového čísla. To u klasických lopatkových vířičů není možné, protože u nich je vírové číslo závislé nejen na úhlu lopatek, ale i na Reynoldsově čísle. Nabízí tak širší možnosti nastavení a použití při odlišných provozních podmínkách [19]. Tyto možnosti má i Sydney hořák.

Podobně hořák TECFLAM využívá kombinaci disku a radiálního vířiče se stavitelnými elementy. U tohoto typu hořáku je také možné dosáhnout různé hodnoty vírového čísla. Regulace je realizována úpravou polohy jeho posuvných elementů v radiálním vířiči [19].

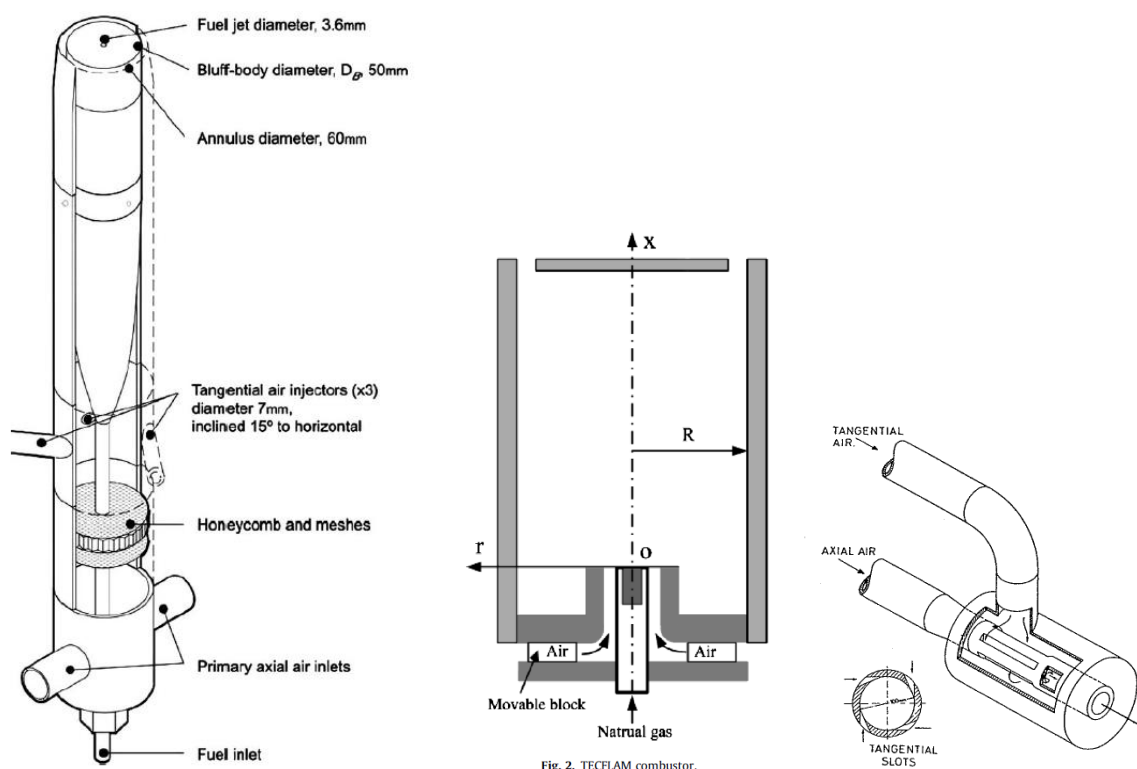


Fig. 2. TECFLAM combustor.

Obr. 2.5: Zleva: Hořák SYDNEY [4], hořák TECFLAM [20], kombinace axiálního a tangenciálního sání [2]

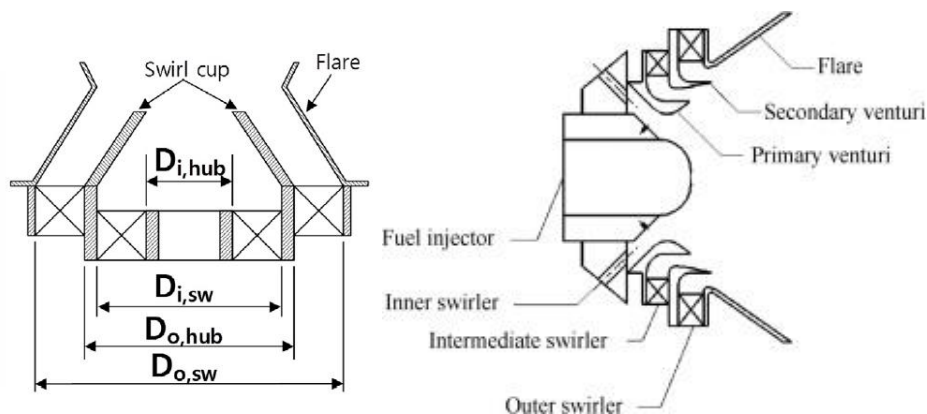
2.2.3 Bluff Body/Vane Swirler

Vířič používaný v hořáku UPI, který je předmětem této práce, v sobě kombinuje dva různé typy vířiče. Prvním typem je vířič typu „Bluff Body“, což by mohlo být volně přeloženo jako „vírové těleso“ nebo „obtížně obtékané těleso“. Může se jednat například o plochý disk v ústí hořáku do spalovací komory, který tvoří překážku proudu vzduchu. Tento disk vyplňuje velkou část průřezu potrubí. Za vířičem tak dochází k velkému poklesu tlaku v axiálním směru. Vzduch proudí velkou rychlostí v blízkosti stěny a dochází tak také ke vzniku radiálního gradientu tlaku. Vlivem těchto tlakových gradientů dochází k žádanému efektu stabilizace a vzniku recirkulačních zón. Druhým typem je lopatkový vířič (Vane Swirler), který využívá směrovaných lopatek. Ke stabilizaci a vzniku recirkulačních zón dochází vlivem setrvačných sil proudícího média. Tyto síly vznikají v důsledku rotace média přeměnou axiální hybnosti na tangenciální.

2.2.4 Vícestupňový vířič

Vířiče je možné dělit také podle počtu stupňů. Vícestupňový anulární vířič (vířič v mezikruží) má dva až tři stupně (viz Obr. 2.6) a mohou být uspořádány v konfiguraci pro vyvolávání rotace stejným směrem nebo i proti sobě. Rozdíly mezi oběma konfiguracemi u dvoustupňového vířiče popisoval Merkle et al., 2003 [20] pro ohraničené spalování. Z tohoto výzkumu vyplynulo, že u konfigurace protisměrné rotace obou vířičů je větší hmotnostní tok uvnitř centrální recirkulační zóny. Vychází to z rychlejšího rozpadu maxima tangenciální rychlosti kvůli žopačně rotujícímu proudu, což má za následek větší kladný axiální gradient tlaku. Plamen pro tuto konfiguraci byl tedy širší, ale kratší v axiálním směru. Pro stejně rotující konfiguraci bylo pozorováno rychlejší makro-mísení paliva a vzduchu, při této konfiguraci je výraznější turbulentní výměna hmoty i hybnosti. Dále vykazovala kvůli větší velikosti centrální recirkulační zóny větší sklon k oscilaci plamene. Vnější (rohové) recirkulační zóny byly podobné pro obě konfigurace [20].

Vícestupňový axiální vířič má určité výhody proti klasickým vířičům – ať už vířičům aerodynamických nebo geometrických. Je to například větší rozsah stability, větší rozsah možných výkonů, nebo poměr objemového uvolňování tepla. Je možné dosahovat velkého množství tvarů a velikostí plamene v závislosti na počtu použitých stupňů trysek pro dávkování paliva. Toto vícestupňové spalování je výhodné také z pohledu redukování emisí NO_x při spalování paliv s nízkým bodem varu a vysokým podílem kapalného dusíku, jako je třeba břídlíkový olej. [2] Hořák s třístupňovým vířičem je do budoucna považován za vhodné řešení pro vysokoteplotní spalování. [21]

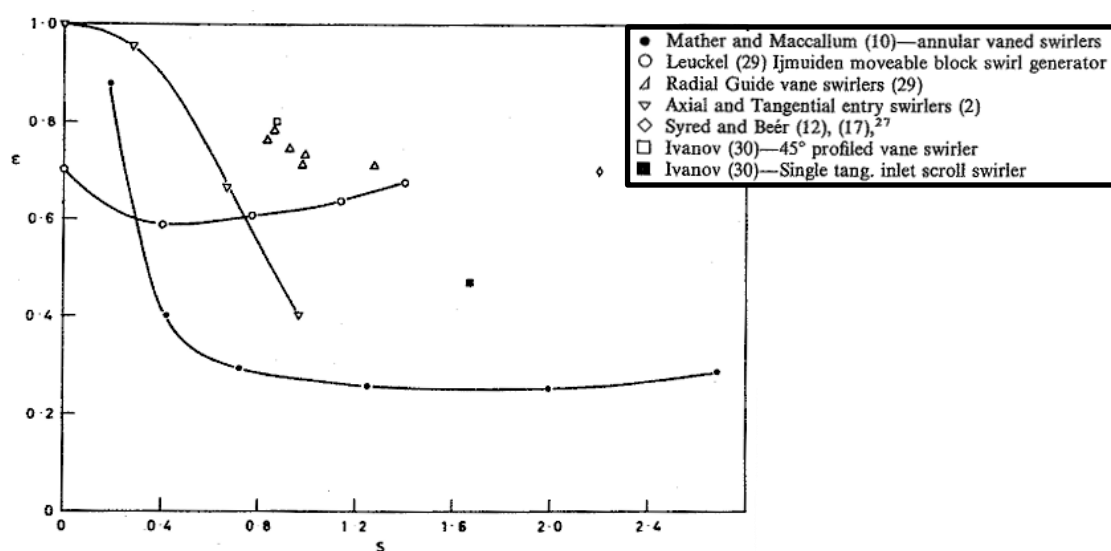


Obr. 2.6: Zleva: Dvoustupňový vířič [3], Třístupňový vířič (Triple annular swirler, TARS) [19]

2.2.5 Účinnost

Z hlediska konstrukce vířičů je významným parametrem jejich účinnost a s tím spojená tlaková ztráta. Účinnost je u vířičů definována jako poměr kinetické energie turbulence na výstupu z hořáku ku tlakové ztrátě mezi sáním a výstupem z hořáku. Pro různé typy vířičů se velikost tlakové ztráty výrazně liší. Výsledky experimentů zkoumajících účinnost vířičů jsou znázorněny

na Obr. 2.7 a shrnuty v Tab. 2.1. Z výsledků vyplývá, že vířič s rovnými lopatkami má dobrou účinnost pouze pro nízká vírová čísla ($S < 0,8$), účinnost v tomto intervalu se pohybuje od 90 po cca 40 %. U axiálně-tangenciálního vířiče byl pokles účinnosti způsoben palivovou tryskou uprostřed. Radiální lopatkový vířič měl účinnost okolo 70 % a vířič s jedním tangenciálním vstupem okolo 50 %. U tangenciálních vířičů může dojít ke snížení tlakové ztráty při zmenšení průměru výstupního otvoru, v důsledku snížení ztrát na vstupu díky nižší možné rychlosti. Může tak být dosaženo podobné kinetické energie i s nižším vírovým číslem. Při použití úkosu stěny na výstupu může být tlaková ztráta snížena o 10–20 %. U lopatkových vířičů je možné docílit výrazného snížení tlakové ztráty použitím zakřivených lopatek namísto rovných, a to přibližně na polovinu.



Obr. 2.7: Srovnání účinnosti různých konstrukcí vířiče, převzato z [2], upraveno

Tab. 2.1: Vlastnosti různých typů vířičů [2]

Lopatkový vířič – rovné lopatky	Jednoduchá konstrukce a instalace. Nízká účinnost pro vyšší vírová čísla, pro $S > 0,8$ klesá pod 40 %.
Lopatkový vířič – profilované lopatky	Lopatky je obtížnější vyrobit. Vysoká účinnost (cca 70 %). Nedostatečná data pro srovnání s ostatními typy.
Tangenciální vstup + radiální lopatky	Vysoká účinnost, malé ztráty. V porovnání s rovnými lopatkami menší recirkulační zóna pro stejné S .
Vířič s posuvnými elementy	Jednoduchá regulace S , vysoká účinnost (60–70 %)
Tangenciální s jedním vstupem	Jednoduchá konstrukce – jeden tangenciální vstup. Průměrná účinnost cca 47 %.

2.3 Vířivé proudění

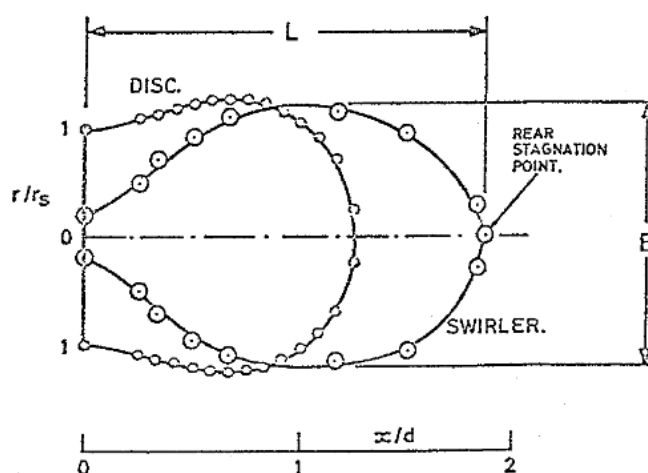
2.3.1 Recirkulační zóna

Jak již bylo zmíněno, recirkulační zóna má klíčový vliv na stabilizaci plamene a vznik emisí. Je však velmi prospěšná také při spalování těžkých olejů. Ty mají vysoký bod varu a je obtížné je odpařit. Proto je s výhodou využito předávání tepla spalin, které pomáhá odpařovat těžký olej a stabilizovat proces hoření [17].

Při porovnávání recirkulačních zón vznikajících v hořácích bylo vypořádováno, že největší vliv na jejich vznik, tvar a rozměry mají tyto faktory [2]:

- velikost turbulence – velikost vírového čísla
- plocha průřezu blokována tělesem víříče
- zkosení na výstupu do spalovací komory
- tvar víříče
- velikost trysky
- expanze do spalovací komory – expanzní poměr
- spalování nebo proudění bez reakce
- tvar lopatek víříče (rovné nebo profilované), úhel lopatek

Na Obr. 2.8 je porovnána velikost recirkulační zóny pro disk a lopatkový víříč. Z obrázku je patrné, že maximální šířka recirkulační zóny je větší, než průměr víříče – pro oba uvedené typy.



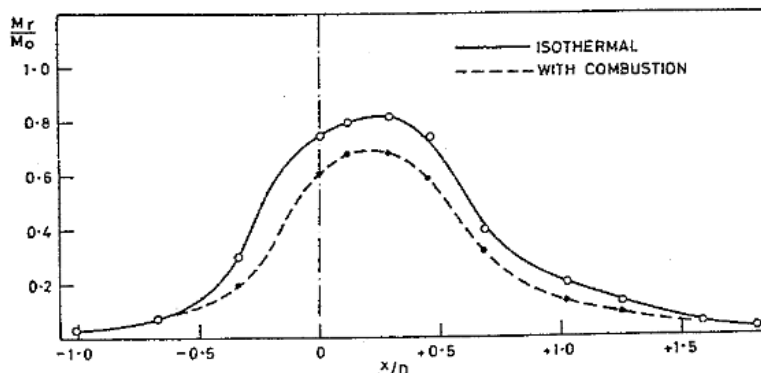
Obr. 2.8: Tvar recirkulační zóny pro disk a lopatkový víříč [2]

Velikost a tvar recirkulační zóny pro čistě lopatkové víříče velmi závisí na úhlu lopatek, tedy na generovaném vírovém čísle. Při nižším vírovém čísle ($S = 0,7$) je zóna dlouhá a úzká. Se zvyšujícím se vírovým číslem se dále prodlužuje a mírně rozšiřuje, s maximem délky okolo $S=1,5$. Při dalším zvyšování vírového čísla se zkracuje a rozšiřuje [2].

Recirkulační zóny u víříčů s axiálním a tangenciálním vstupem vzduchu jsou obecně menší než u lopatkových víříčů, přibližně 2 - 3násobně. Hmotnostní průtoky jsou však pro oba typy při podobném vírovém čísle podobné, takže v menší recirkulační zóně jsou vyšší rychlosti proudění, větší gradienty rychlosti, větší míra turbulence a také větší míra mísení [2].

2.3.2 Vliv spalování na charakter proudění

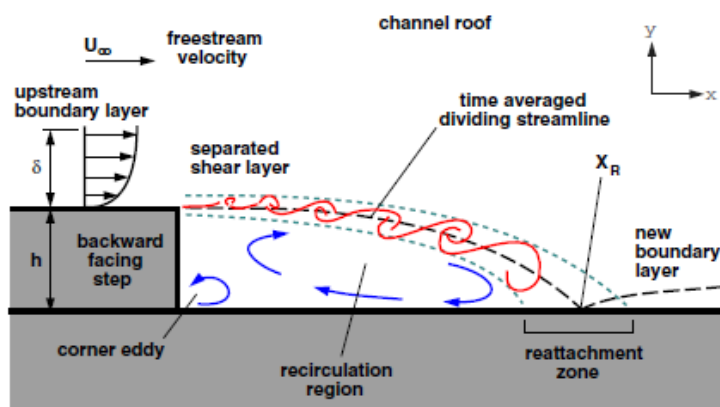
Na charakter proudění má vliv i to, zda se jedná o adiabatickou úlohu nebo zda je modelováno přímo spalování – proudění s chemickou reakcí. V publikaci Gupta et al., 1984 [2] byl porovnán zpětný hmotnostní tok média uvnitř recirkulační zóny při obou těchto stavech. Jednalo se o vysoce vířivé proudění ($S = 2,2$). Výsledky ukazují, že bez spalování dosáhla hodnota zpětného toku maximálně 80 % vstupního toku, se spalováním to bylo 70 %, viz Obr. 2.9. Z uvedeného závěru vyplývá, že uvolnění energie vlivem chemických reakcí je malé v porovnání s turbulentní energií a charakter proudění není příliš ovlivněn. Efekt spalování se projeví na snížení vírového čísla. Spalování má také vliv na tvar recirkulační zóny, která je kratší a širší ve srovnání s adiabatickým prouděním [2].



Obr. 2.9: Vliv zjednodušení spalování na adiabatickou úlohu [2]

2.3.3 Vliv expanze do spalovací komory – „Backstep“

Náhla změna průřezu v ústí hořáku do spalovací komory má také vliv na rychlostní profily proudění. Při rozšíření průtočné plochy v ústí do spalovací komory dochází k poklesu tlaku. Také zde dochází k jevům odtrhávání a opětovnému připojování proudu (mezní vrstvy). Tyto jevy vedou ke vzniku rohových recirkulačních zón (Corner recirculation zone – CRZ). Mak a Balabani, 2007 [22] uvádí, že vzdálenost pro opětovné připojení mezní vrstvy ovlivňuje rozsah recirkulace a závisí na mnoha parametrech, např. Re , expanzní poměr, vírové číslo. Na vírovém čísle závisí významně, se zvyšujícím se vírovým číslem se i zkracovala délka pro opětovné připojení mezní vrstvy a zkracovala se zóna recirkulace. Expanzní poměr má také vliv na kritické vírové číslo potřebné pro vznik centrální recirkulační zóny. Při zvýšení expanzního poměru až do 1,5 dochází ke snížení kritického vírového čísla. Pro expanzní poměr větší než 1,5 dojde ke snížení nebo zvýšení kritického vírového čísla v závislosti na vstupních podmínkách proudění.



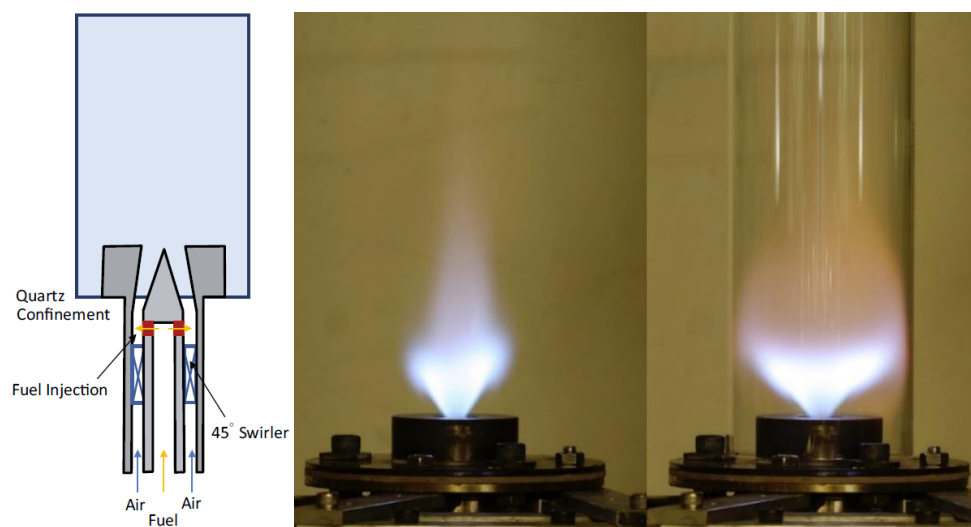
Obr. 2.10: Odtržení a připojení mezní vrstvy při expanzi; vznik rohové recirkulační zóny. [23]

2.3.4 Vliv ohraničení spalovacího prostoru

Velký vliv na proudění mají také stěny spalovací komory, rozlišuje se proto uzavřená a otevřená konfigurace při spalování. Při uzavřené konfiguraci je proudění mimo jiné ovlivněno třením u stěn, které přispívá ke vzniku CTRZ [4]. Dle Baukal, 2004 [17] je efekt ohraničení významný, pokud je poměr průměru spalovací komory ku průměru hořáku menší, než 3.

Na téma porovnání otevřené a uzavřené konfigurace provedl výzkum Khalil et al., 2016 [24]. Tento výzkum byl zaměřen na slabě až středně vířivé proudění s cílem poskytnout ucelený pohled na to, jaký vliv má ohraničení na charakter proudění. Byl zde porovnán případ proudění bez spalování i se spalováním pod oběma konfiguracemi – uzavřenou i otevřenou a pro každou z nich také varianta se zvýšeným Reynoldsovým číslem. Z tohoto experimentu vyplývaly tyto závěry:

Při otevřené konfiguraci bez spalování vznikala obvyklá centrální recirkulační zóna. Po uzavření se tato zóna zkrátila a rozšířila a také se zvýšily fluktuace rychlosti v celém prostoru. Zvýšení Re zvětšilo a zesílilo recirkulační zóny a zvýšila se velikost rychlosti a velikost turbulence. Pro otevřenou konfiguraci a variantu se spalováním téměř nevznikla recirkulační zóna. Ta byla po uzavření obnovena a byla výrazně větší než u proudění bez reakce. Při zvýšení Re se ještě více rozšířila. Velikost rychlosti proudění dosahovala při spalování téměř dvojnásobných hodnot. Fluktuace rychlosti se při uzavření zvyšovaly a rostly také při zvýšení Re . Při uzavřené konfiguraci také docházelo ke vzniku vnějších (rohových) recirkulačních zón [24].



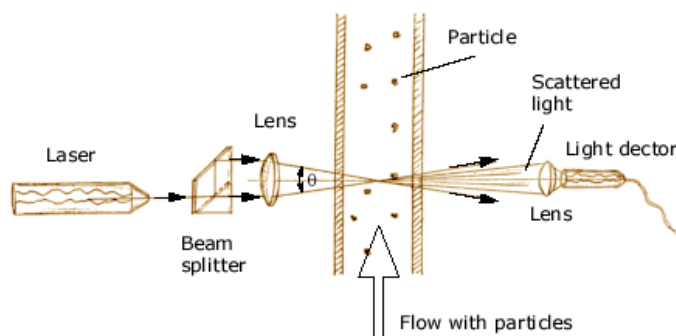
Obr. 2.11: Schéma experimentu (vlevo), tvar plamene při $S=0,66$: otevřený, uzavřený. [24]

2.4 Měření vířičů

K měření charakteru proudění v hořácích nebo přímo měření plamene jsou využívány měřicí metody, které nenarušují proudění. Využívají se zejména tyto metody [19], [25]:

2.4.1 LDV: „Laser Doppler Velocimetry“

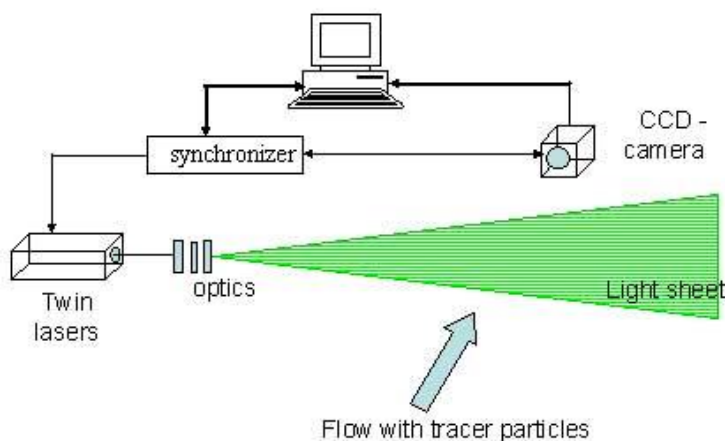
Měření okamžitých rychlostí proudění. Touto metodou je možné naměřit všechny tři složky okamžité rychlosti. V principu se jedná o vyslání monochromatického laserového paprsku skrz proudící médium s částicemi a detekci rozptýleného záření. Na částice je kladen požadavek nízkého Stokesova čísla, které charakterizuje pohyb částice po zakřivené dráze. Tedy částice musí co nejlépe kopírovat proudění. Vlivem Dopplerova jevu dojde ke změně vlnové délky záření, a to je funkcí relativní rychlosti objektu (částic).



Obr. 2.12: Schéma měření metodou LDV [25]

2.4.2 PIV: „Particle Image Velocimetry“

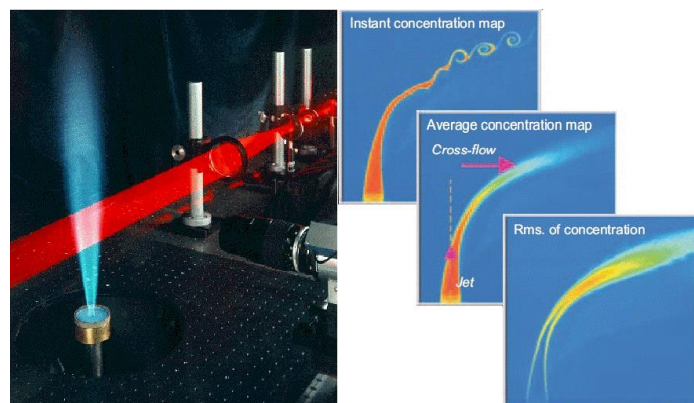
Tato metoda je velmi široce aplikovatelná, využívá se pro měření proudění kapalin i plynů. Jejím výstupem jsou okamžité hodnoty rychlostí. Podstatou této metody je snímání pohybu částic, které se přidávají do proudu. Tyto částice jsou unášeny proudem a reprezentují proudění. Také zde je kladen na částice požadavek na nízké Stokesovo číslo, aby bylo zaručeno kopírování toku. Musí však být také dostatečně velké, aby mohly být rozlišeny kamerami. Laserový paprsek procházející přes optiku vytváří rovinný řez, na kterém probíhá vysokorychlostní snímání pomocí jedné kamery (rovinné měření) nebo dvou kamer (stereoskopické měření). Částice rozptylují světlo a jsou zachyceny na snímcích. Na základě změny polohy zachycené na snímcích a známé periody mezi snímky jsou určeny vektory rychlosti.



Obr. 2.13: Schéma měření metodou PIV [25]

2.4.3 PLIF: „Planar Laser-induced fluorescence“

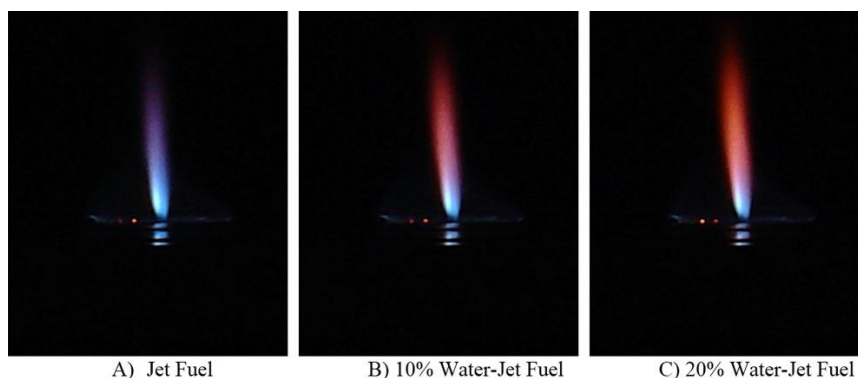
Optická diagnostická metoda používaná pro vizualizace proudění i měření hodnot. Měří se např. rychlost, koncentrace, teplota nebo tlak. Proud (nebo plamen) je prosvěcován laserovým řezem. Některé částice pohltnou toto záření a vybudí se na vyšší elektronovou hladinu. Po několika nano až mikro sekundách se vrátí do původního stavu a emitují záření o vlnové délce větší než vlnové délce laseru. Toto záření je zachyceno kamerou. Tato metoda poskytuje přesné výsledky v čase (nanosekundy) i prostoru (pod 1 mm).



Obr. 2.14: Měření metodou PLIF, zobrazení okamžitých nebo časově průměrovaných výsledků [25]

2.4.4 CL: „Chemiluminescence“

Metoda analýzy záření vyvolaného chemickou reakcí, struktura plamene je rozlišena pomocí skalárů prostřednictvím diagnostiky lineární viditelnosti. Probíhá zpracováním a analýzou RGB složek snímků a hodnota jednotlivých pixelů vyjadřuje tepelnou radiaci plamene. Využívá se například pro zjišťování emisí radikálů CH, C₂ a OH v plameni – tyto radikály mají za následek produkci NO_x [26].



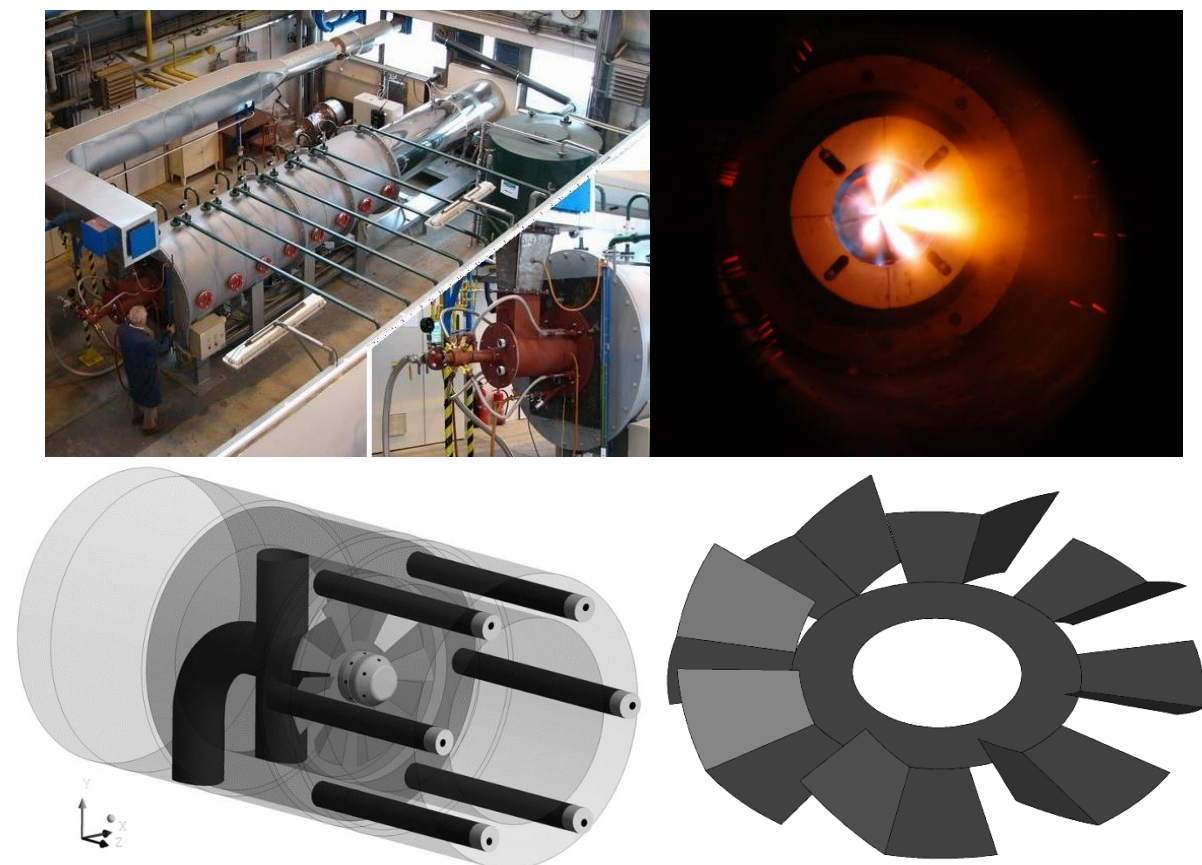
Obr. 2.15: Měření plamene metodou CL, spalování leteckého paliva s přimícháním vody [26]

2.4.5 Hot wire anemometry – Žárová anemometrie

Tato metoda není běžná pro měření vířičů. Je zde však také uvedena, protože pomocí ní bylo také provedeno měření tohoto vířiče [1]. Při uvedeném měření byla použita dvoudrátková termoanemometrická sonda a metoda žhavení CTA, tedy žhavení na konstantní teplotu. Drátky sondy jsou žhaveny elektrickým proudem. Metoda je založena na ochlazování sondy tokem proudícího média. Míra ochlazování je charakterizována výstupním elektrickým napětím [1]. Dvoudrátkovou sondou se měří především velikost rychlosti. Touto sondou lze rozlišit i směr proudění ve směru úhlu, pod kterým na sondu médium proudí, avšak není možné odlišit, zda proudí zepředu nebo zezadu, proto se pomocí této metody nedá správně postihnout například zpětné proudění, které se za vířičem vyskytuje v podobě CTRZ. Toto tvrzení vyplývá z dat naměřených pomocí metody PIV, která jsou v této práci použita a budou zmíněna níže. Také je to metoda intrusivní, protože sonda musí být vložena přímo do měřeného proudu.

2.5 ÚPI Low NOx hořák a jeho víříče

ÚPI disponuje zkušební spalovací komorou pro měření charakteristik spalování, tepelného výkonu, emisí a dalších parametrů důležitých pro spalování. Testují a vyvíjí se zde různé typy hořáků pro spalování plyných i kapalných paliv až do výkonu 1,8 MW (zkušebna na Obr. 2.16 nahoře). ÚPI má také vlastní patentovaný typ nízkoemisního hořáku – tzv. Low NOx hořák, viz Obr. 2.16. Tento hořák slouží ke spalování především zemního plynu. Je oddělen přívod spalovacího vzduchu a paliva a k mísení dochází až ve spalovací komoře. Vzduch je přiváděn tělem hořáku skrz axiální víříč. Tělo hořáku je vyrobeno z trubky o vnitřním průměru 300 mm. Přívod paliva je dvoustupňový (primární a sekundární trysky), primární přívod paliva je středovou tryskou s tryskami na čele trubky. Na této trubce je osazen axiální víříč.



Obr. 2.16: Zkušebna hořáků na ÚPI [16], Low NOx hořák osazený víříčem [16], [27], víříč 240 mm

Víříče používané v tomto hořáku jsou vyrobeny z ocelového plechu tloušťky 3 nebo 4 mm. Víříč tvoří 8 lopatek a jednotlivé druhy se liší vnějším průměrem a úhlem ohybu lopatek. V této práci byl použit víříč s vnějším průměrem 240 mm a úhlem lopatek 45°, viz Obr. 2.16. Víříč vyplňuje 87 % plochy průřezu trubky přívodního vzduchu a samotné lopatky vyplňují 68,7 % této plochy [7].

3 Specifika CFD modelování

Zkratka CFD pochází ze slov Computational Fluid Dynamics (výpočetní dynamika tekutin). Tento nástroj představuje soubor výpočtových metod (obvykle implementovaných do počítačového programu), které jsou určeny pro simulaci chování systémů zahrnujících proudění tekutiny, přenos tepla a další související fyzikální a chemické procesy. Základem jsou Navier-Stokesovy rovnice popisující pohyb viskózní tekutiny, které jsou řešeny numerickými metodami. Se stále se zlepšujícími technologickými možnostmi výpočetní techniky je CFD modelování stále více dostupné z hlediska časových a finančních možností. Proto je tento nástroj stále více využíván v průmyslu – ve fázi návrhu, ale především při troubleshootingu. Nejpoužívanější metodou řešení v CFD je metoda konečných objemů. Ta spočívá v rozdělení výpočtové oblasti na výpočetní síť – malé oblasti nazvané kontrolní objemy. Rovnice jsou poté řešeny pro každý kontrolní objem v uzlových bodech iterativně a výsledkem je přibližné řešení v každém bodě domény. Pro jednotlivé fyzikální děje jsou využívány modely, které zjednodušeně popisují komplexní realitu. Příkladem může být modelování turbulence nebo chemických reakcí. Vypočtené hodnoty v jednotlivých uzlech poté umožní pozorovat charakter proudění v systému jako celku. CFD umožňuje modelovat například: stacionární i nestacionární, laminární i turbulentní, podzvukové i nadzvukové proudění, přenos tepla a tepelné záření, vztlak, proudění nenewtonských kapalin, spalování nebo sledování pohybu částic [28].

Aplikace, kde se CFD využívá [28]:

- Procesní průmysl: tepelné výměníky, proudění v potrubí, chemické reaktory
- Stavební služby: ventilace budov
- Zdraví a bezpečnost: zkoumání účinků ohně a kouře
- Automobilový průmysl: spalovací modelování, aerodynamika
- Elektronika: přenos tepla uvnitř a kolem desky s plošnými spoji
- Životní prostředí: rozptyl znečišťujících látek v ovzduší nebo do vody
- Výkon a energie: optimalizace spalovacích procesů
- Lékařství: tok krve skrz transplantované cévy

3.1 Modelování vířivého proudění

Vířivé proudění je obtížné modelovat kvůli jeho časové nestálosti. Navíc je úloha často složitější a zahrnuje další vlivy jako je např. expanze do spalovací komory (odtrhávání proudu, recirkulace). Pro správné a přesné modelování je také nutné mít vhodná data pro validaci. Je obecně známo, že průměrované modely (Reynolds Averaged Navier-Stokes – RANS) mohou přesně predikovat průměrné charakteristiky proudění. Nedokáží však zachytit a popsat detaily nestabilního chování [22]. Pro přesné modelování dynamiky vířivého proudění je nutné použití velmi jemné sítě a numerický výpočet této detailně rozlišené domény pomocí některého z pokročilých modelů turbulence. Velmi detailní rozlišení se nabízí při použití DNS (Direct Numeric Simulation), kdy je řešen rozpad i velmi malých vířů. Tato metoda je však časově neúnosná a prakticky není využívána. Časově méně náročný a prakticky použitelnější je výpočet např. pomocí modelu Large Eddy Simulation (LES). Výpočet pomocí tohoto modelu je však stále příliš náročný pro většinu průmyslových případů.

Pořadí modelů podle náročnosti výpočtu a potřebné přesnosti (od menších po větší) by mohlo být shrnuto takto:

URANS < SAS < DES < LES < DNS,

kde URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) jsou modely RANS rozšířené o nestacionární část zahrnující akumulaci, která umožňuje postihnout změny střední rychlosti v čase. Používá se zde také delší časový krok, který neumožní rozlišit drobné fluktuace např. v rychlostním poli a je tak získána pouze hodnota průměrovaná přes tento interval. Naproti tomu model DNS počítá víry všech měřítek. Model LES používá určitou hranici vycházející z Kolmogorovy škály, do které jsou víry počítány přímo a dále už jen modelovány. Modely SAS a DES jsou tzv. adaptivní modely a jsou někde mezi RANS a LES přístupem. V závislosti na časovém kroku a na jemnosti sítě v daném místě je použit buď RANS nebo LES model.

Guo et al., 2001 [29] provedl studii na geometrii s expanzním poměrem 1,96, Re 100 000 a vírovým číslem 0-0,48. Byl použit standardní model turbulence k-ε a mnoho jevů pozorovaných při experimentu bylo při simulaci predikováno správně. Model LES však byl přesnější při popisování dynamiky turbulentního vířivého proudění.

Model URANS a LES byl porovnán také Benim et al., 2017 [30], kdy bylo modelováno turbulentní vířivé proudění se spalováním. Byla zde porovnávána časově průměrovaná rychlostní a teplotní pole. Bylo pozorováno, že LES nabízí lepší přesnost než URANS, ten však naproti tomu nabízí výraznou úsporu ve výpočetním čase (50–90 % v závislosti na modelu spalování).

3.2 Časové měřítko numerických simulací

Časová závislost charakteristik proudění může být označena buď jako časově ustálená nebo neustálená (nestacionární). Časově ustálené simulace jsou dle definice ty, jejichž charakteristiky se nemění s časem a jejichž ustálené podmínky jsou považovány za dosažené po relativně dlouhém čase. Tyto simulace proto pro svůj popis nevyžadují žádnou informaci o reálném čase. Mnoho praktických úloh může být považováno za ustálené (po určité době, například po rozběhu stroje a njetí na provozní podmínky) [31].

Neustálené (nebo taky časově závislé) simulace vyžadují informaci o reálném čase pro určení časových intervalů, ve kterých jsou řešeny řídicí rovnice. Neustálené chování může být způsobeno proměnlivými okrajovými podmínkami (například během rozběhu zařízení) nebo charakterem proudění, které je svou povahou neustálené a ustáleného stavu nikdy nedosáhne (přestože se žádná vstupní podmínka nemění). Mnoho úloh nemá ustálené řešení a vykazují periodické chování [31].

Někdy mohou mít ustálené simulace problém konvergovat, bez ohledu na opatření, která použijete (kvalita sítě, podrelaxace¹, ...). Zde je možné otestovat například frekvenci kmitání reziduí² při použití podrelaxační metody Pseudo Transient s nastavením různého časového faktoru. Pokud se perioda kmitání reziduí mění s nastaveným časovým faktorem, velmi

¹ Podrelaxace řídicích rovnic je způsob řízení numerického výpočtu za účelem zmírnění změny řešení v průběhu další iterace a tedy zlepšení konvergence výpočtu.

² Rezidua jsou indikátorem konvergence výpočtu a mírou (ne)splnění řídicích rovnic. Samotná hodnota rezidua však obvykle nestačí k posouzení konvergence a tak se sleduje i vývoj jiných veličin.

pravděpodobně se jedná o numerický efekt. Pokud se nemění, pravděpodobně je to způsobeno neustáleným charakterem proudění [31].

3.3 Modely turbulence

Protože za vířičem získává proudění silně turbulentní charakter, je důležité správně zvolit model turbulence a správně přistoupit k modelování proudění v blízkosti stěn a lopatek vířiče. Volba modelu turbulence je velmi obtížná, protože se bohužel o žádném nedá říci, že je univerzálně platný pro všechny typy proudění. Volba poté závisí na zvažování fyzikální podstaty proudění, zavedené praxe v modelování, požadované přesnosti simulace, dostupného výpočetního výkonu a množství času. Pro zvolení správného modelu je důležité pochopit možnosti a omezení dostupných variant.

Pro modelování turbulentního proudění s výrazným podílem víření je dle manuálu Fluentu [28] doporučeno použití některého z pokročilých modelů turbulence: RNG a Realizable $k-\varepsilon$ nebo RSM. Optimální volba dále závisí na síle vířivého proudění (dle vírového čísla), kdy pro proudění se slabým až středním vířením ($S < 0,5$) jsou doporučeny obě uvedené varianty modelu $k-\varepsilon$ a pro vysoce vířivé proudění ($S > 0,5$) je silně doporučen model RSM. Ten dokáže rigorózně modelovat anizotropní turbulentní chování [28]. Oba uvedené modely jsou vhodné pro modelování proudění v jádru proudu, ne však v blízkosti stěn. Je poté na zvážení, zda je pro daný typ úlohy vhodnější použít model typu $k-\varepsilon$ s odpovídajícími stěnovými funkcemi nebo například model $k-\omega$ SST, případně SAS. Použité modely turbulence budou popsány v následujících podkapitolách.

3.3.1 $k-\omega$ SST

Jedná se o empirický dvourovnicový vírově-viskozitní model, který se stal velmi populární. Je založen na transportních rovnicích kinetické energie turbulence (k) a specifické disipaci energie (ω). Formulace SST (Shear Stress Transport) umožňuje kombinovat přímé počítání mezní vrstvy s použitím stěnových funkcí a získává výhody obou metod. Je možné lépe postihnout proudění v blízkosti stěn bez nutnosti velmi jemné sítě, nicméně síť nesmí být příliš hrubá. Ačkoliv je tato metoda považována za necitlivou vzhledem k y^+ , ztratila by pak své výhody. SST formulace také přepíná na chování modelu $k-\varepsilon$ ve volném proudu, a proto se vyhýbá častému problému modelu $k-\omega$, kterým je citlivost na nastavení vlastností turbulence volného proudu na vstupu [32]. Jeden z velkých problémů modelování turbulence je přesná predikce odtrhávání proudu a týká se různých úloh s externím i interním prouděním. Obecně dochází u modelů založených na ε k pozdějšímu odtrhávání (nekonzervativní přístup). Model $k-\omega$ SST vykazuje v případech nepříznivých gradientů tlaku nebo odtrhávajících se proudů nejlepší výsledky z dvourovnicových modelů turbulence [31].

3.3.2 Realizable $k-\varepsilon$

Dalo by se říci, že model $k-\varepsilon$ je nepoužívanější v technické praxi. Je oblíbený pro svou robustnost, časovou nenáročnost, rozumnou přesnost a širokou škálu použitelnosti. Tento dvourovnicový model je založen na transportních rovnicích kinetické energie turbulence (k) a disipace kinetické energie (ε). Tento model je vhodný pro proudění v turbulentním jádru a turbulentní podvrstvě, pro proudění v blízkosti stěn je nutné použít stěnové funkce (viz další podkapitola) [33]. V této práci byla použita varianta Realizable modelu $k-\varepsilon$, která je nejnovější z variant tohoto modelu (další jsou standard a RNG). Tento model má oproti modelu standard dvě odlišnosti. Zaprvé je zde použita jiná formulace pro turbulentní viskozitu a za druhé je upravena transportní rovnice pro ε – odvozena z dynamické rovnice střední kvadratické fluktuace vířivosti. Pro vysoce vířivé proudění, rotující proudění nebo zakřivené proudění přináší tento model (stejně jako model RNG) výrazné zlepšení oproti modelu Standard (který

není doporučován, viz omezení). Ze všech variant je pro tyto aplikace doporučován právě model Realizable, přestože je stále relativně nový a není úplně jasné, co konkrétně způsobuje lepší přesnost oproti modelu RNG [28].

Omezení modelu $k-\varepsilon$: Proudění s odtrháváním mezní vrstvy, proudění rotující tekutiny, proudění skrze zakřivené povrchy.

3.3.3 Reynolds Stress Model (RSM)

Tento model turbulence je nejsložitější z modelů turbulence typu RANS. Neopírá se o hypotézu isotropních vlastností turbulentní viskozity, ale řeší rovnice RANS pomocí transportních rovnic pro Reynoldsova napětí spolu s rovnicí pro turbulentní disipaci. To prakticky znamená řešení pěti dodatečných transportních rovnic pro 2D úlohy a sedmi pro 3D úlohy. Z toho vyplývá vysoká časová náročnost tohoto modelu. Model RSM dokáže počítat s efekty zakřivení proudu, víření, rotace a velkých změn tečných napětí mnohem rigorózněji, než jednorovnicové a dvourovnicové modely a má tak větší potenciál pro poskytnutí přesných výsledků. Ovšem přesnost predikce pomocí RSM je stále omezena některými předpoklady uvažovanými pro vyřešení některých výrazů v transportních rovnicích Reynoldsových napětí a přesnost predikce tak může být zhoršena. Model RSM se dělí na dvě skupiny – modely založené na ε a na ω a v obou skupinách je možné ještě dále volit variantu tohoto modelu. Výsledky vypočítané tímto modelem nejsou vždy přesnější ve srovnání s jednoduššími modely, avšak pro zařízení jako cyklony, vířivá proudění v hořácích a další podobné aplikace je přesto doporučován [28].

3.3.4 Scale-Adaptive Simulation (SAS)

Tento model turbulence patří do skupiny modelů SRS (Scale Resolving Simulation). Tyto modely se vyznačují schopností řešit nestacionární pohyb v různém rozsahu měřítek turbulence (vířů). SAS model je nejméně náročný ze skupiny modelů SRS, jedná se o vylepšený model URANS, který umí adaptovat délkové měřítko podle řešené turbulentní struktury. Model SAS je založen na zavedení von Kármánova délkového měřítka L_{vK} do rovnice turbulentního měřítka. V případě SST modelu to je rovnice pro ω . Toto délkové měřítko umožňuje SAS modelu dynamicky se přizpůsobovat řešené struktuře, což vede k chování podobnému modelům LES v neustálených (nestacionárních) oblastech. V ustálených (stacionárních) oblastech nebo v oblastech s příliš hrubou sítí, případně při použití velkého časového kroku SAS využívá model RANS [33].

3.4 Proudění v blízkosti stěn, stěnové funkce

Přítomnost stěn má významný vliv na turbulentní proudění. Je zde velký gradient rychlosti (a dalších veličin), protože proudění přechází z nulové rychlosti na stěně (podmínka ulpívání) postupně do volného proudu. Turbulence u stěny je potlačena a směrem k vnějšímu okraji mezní vrstvy rychle narůstá. Důsledkem těchto velkých gradientů je nárůst kinetické energie turbulence a tvorba vírů. Správné rozlišení oblastí u stěn ovlivňuje přesnost řešení v celé oblasti [33].

Proudění v blízkosti stěn se řeší dvěma přístupy. Zaprvé je to přímé modelování proudění vyžadující použití modelu turbulence, který je uzpůsoben pro modelování až ke stěně (např. $k-\omega$, LES) a zároveň je nutné mít odpovídající jemnost sítě pro rozlišení mezní vrstvy. Zadruhé jsou to stěnové funkce, což jsou empirické vztahy, které tuto obast popisují. Použití stěnových funkcí přináší především časovou úsporu ve výpočtu (umožňuje použití hrubší sítě) [31]. Použity byly pro model $k-\varepsilon$ tyto stěnové funkce:

3.4.1 Scalable Wall Functions

Scalable Wall Functions neboli „Škálovatelné stěnové funkce“ překonávají jednu z významných nevýhod standardních stěnových funkcí, je totiž možné ji použít na téměř libovolně hrubou/jemnou síť. Při použití těchto stěnových funkcí je zabráněno selhání při hodnotách $y^+ < 11$, čehož je dosaženo použitím „limiteru“. Pro vyšší hodnoty y^+ je chování identické standardním stěnovým funkcím [28].

3.4.2 Enhanced Wall Treatment

Tato metoda modelování pro ε modely kombinuje dvouvrstvý model s takzvanými „vylepšenými stěnovými funkcemi“ (enhanced wall functions). Pokud je síť v blízkosti stěny dostatečně jemná (typicky $y^+ \approx 1$), viskózní podvrstva je celá přímo řešena (ne modelována). Celá doména je rozdělena na dvě oblasti (viskózní podvrstva a turbulentní jádro), hranice je dána turbulentním Reynoldsovým číslem. Při použití hrubší sítě jsou použity stěnové funkce [28].

3.5 Předpoklady a zjednodušení této úlohy

V této práci byl použit zjednodušený model celé úlohy. Jedná se o modelování proudění za vířičem v hořáku, tato úloha je však řešena pouze jako adiabatické proudění bez spalování. Proudícím médiem tedy je pouze vzduch (který prochází vířičem) a nedochází k mísení s proudem plynného paliva proudícího tryskami uprostřed. Dalším zjednodušením (které vychází i z proběhlých měření) je proudění potrubím o stálém průměru 300 mm bez expanze do spalovací komory. Důvodem je zjednodušení fyzikálních dějů pouze na vliv lopatek. Cílem této práce je totiž srovnání modelů RANS, URANS a SRS a jejich přesnost predikce rychlostního pole za vířičem.

4 Naměřená data

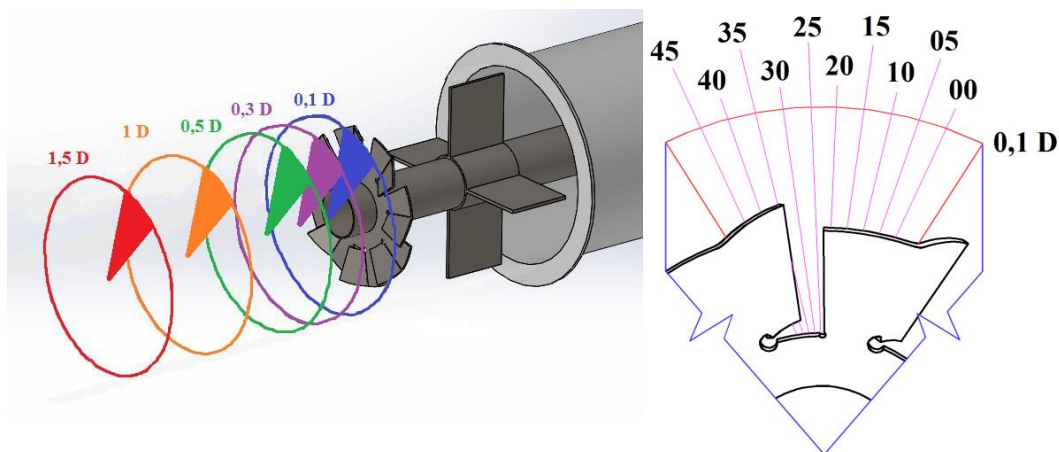
4.1 Data ze žárové anemometrie

Poprvé byly víříče pro tento hořák měřeny pomocí žárové anemometrie [1]. Z principu této metody však nebyl správně popsán zpětný tok a naměřená rychlostní pole nebylo možné použít pro validaci CFD simulací. Z tohoto měření mohou být použita pouze data o kinetické energii turbulence, která popisují její fluktuace a nezáleží u nich na směru proudění (jde o absolutní hodnoty).

4.2 Data z měření 2D PIV

Pro validaci této simulace a srovnání výsledků slouží především PIV měření [3]. Toto měření proběhlo ve spolupráci s TU v Liberci. Cílem bylo proměření víříče metodou k tomu určenou a získání rychlostních profilů na podélném řezu potrubím. Ta mohou sloužit pro vyhodnocení proudění a také validaci CFD simulací. Z těchto rovinných měření mohla být získána pouze axiální a radiální složka rychlosti. Jedním z důležitých cílů bylo také správné vyšetření zpětného proudění.

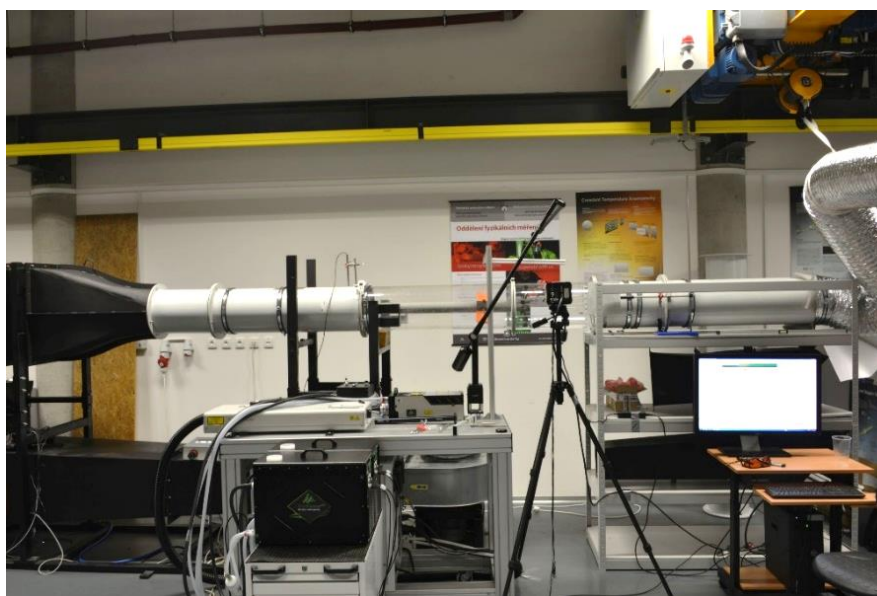
Jednalo se o 2D měření, které spočívalo v naměření okamžitých rychlostí na podélných řezech, viz Obr. 4.3. Aby měření prostorově pokrylo proudění v celém průřezu, byla postupně pootáčena nosná trubka víříče (tedy i samotný víříč). Tím byla proměřena celá oblast od osy jedné lopatky po osu následující lopatky (tedy celá oblast, kde se proudění nejvíce mění, zbytek víříče je rotačně periodický). Celkem bylo provedeno deset rovinných měření od 0° až po 45° , viz Obr. 4.1. Na každém naměřeném rovinném řezu (každém pootočení) bylo pořízeno 257 snímků, ze kterých byla data statisticky vyhodnocena. Tato data mohla být dále zpracována v post-processingu a z naměřených 45° byla rozkopírováním těchto dat vytvořena 3D 360° oblast. Po této úpravě bylo možné některé veličiny vyhodnotit také na příčných řezech. Co se týká přesnosti však tato data nemohou být tak přesná jako přímé měření.



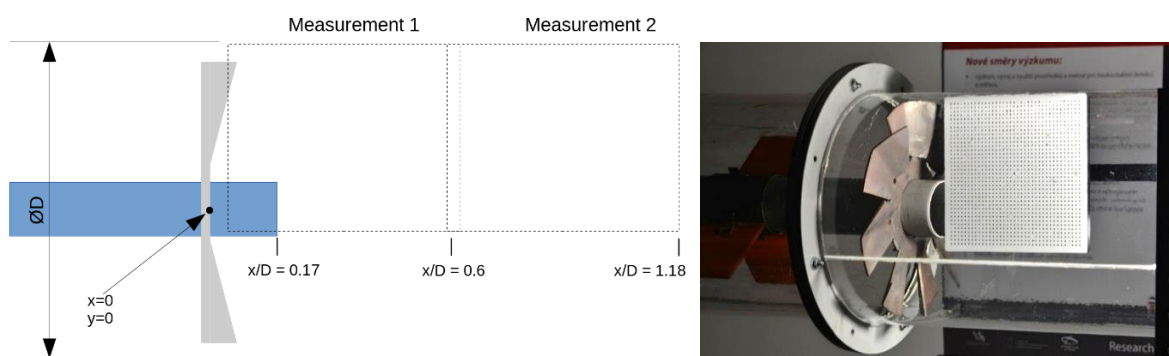
Obr. 4.1: Postup při 2D PIV měření – otáčení víříče a proměření mezery mezi lopatkami [1]

4.2.1 Popis experimentu

Víříč osazený na nosné trubce byl vložen do potrubí o vnitřním průměru $D = 300$ mm. Délka potrubí před víříčem dosahovala délky $8D$ a za víříčem $6,5D$. Nosná trubka pro uchycení víříče uvnitř potrubí měla průměr 75 mm. Pomocí ventilátoru byly udržovány provozní podmínky s konstantním průtokem $900 \text{ m}^3/\text{h}$ (cca $3,5 \text{ m/s}$). Tento průtok odpovídá běžně používaným provozním podmínkám na zkušební hořáky ÚPI. Pro zajištění maximální kvality snímků byly eliminovány odlesky vznikající z laserového paprsku na povrchu potrubí z plexiskla. Na konec nosné trubky (za víříčem) a zadní stěnu potrubí byla aplikována černá povrchová úprava. Pro snímání byla použita vysokorychlostní kamera Dantec HiSense Neo a laser Quantel EverGreen HP s duální hlavou. Všechna měření byla provedena s frekvencí 12 Hz.



Obr. 4.2: Kompletní uspořádání experimentu 2D PIV, měřicí trať + měřicí technika



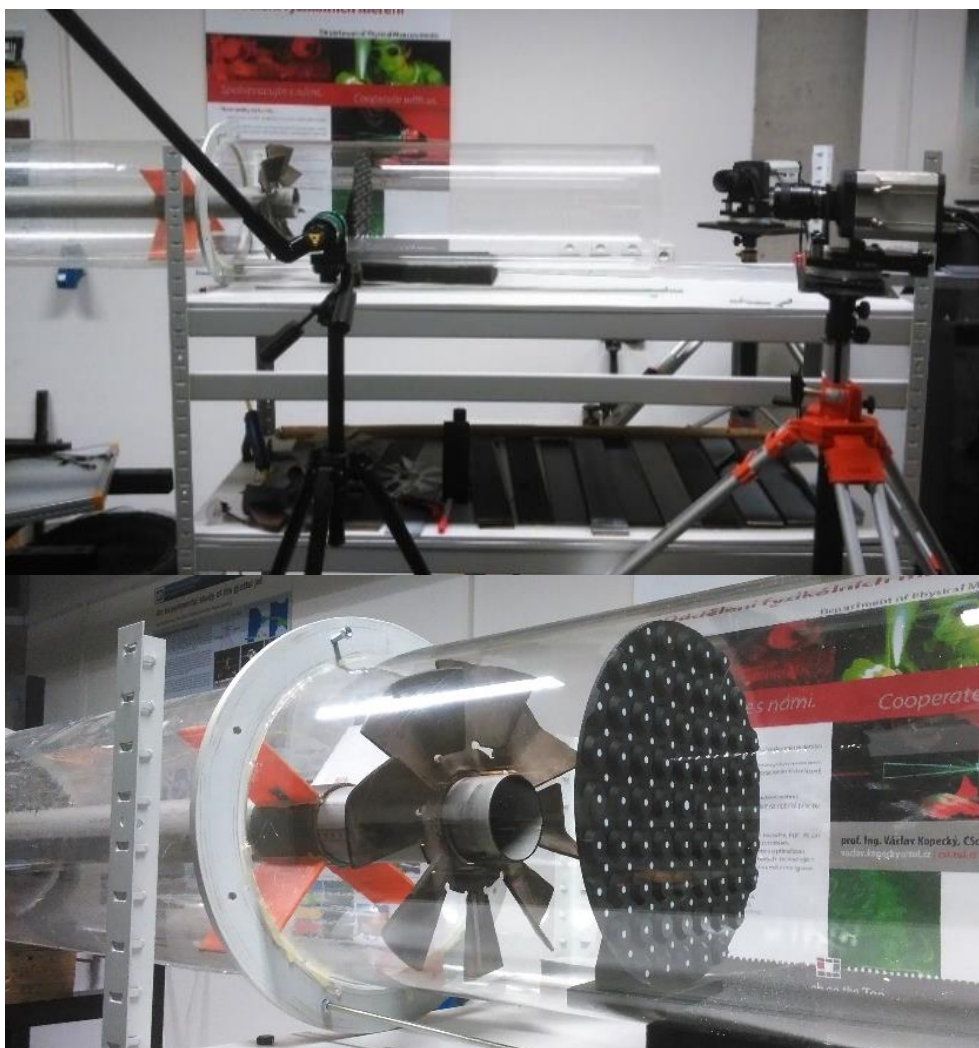
Obr. 4.3: Schéma měření [3]; víříč v potrubí a rastr bodů pro kalibraci měření.

4.3 Měření 3D PIV

Dalším krokem pro zpřesnění výsledků bylo 3D PIV měření, jinak také stereoskopické PIV měření (SPIV). Toto měření bylo opět provedeno ve spolupráci s TU Liberec. Cílem tohoto měření bylo získat axiální, tangenciální a radiální rychlosti na příčných řezech potrubí. Toho je možné docílit složením snímků ze dvou kamer a následným vyhodnocením těchto dat. Toto měření však zatím nebylo úspěšně dokončeno a jeho data nejsou v době dokončování této práce k dispozici. Měření však také bylo součástí této práce a osobně jsem se na něm podílel, bude zde tedy uveden jeho postup.

4.3.1 Kalibrace

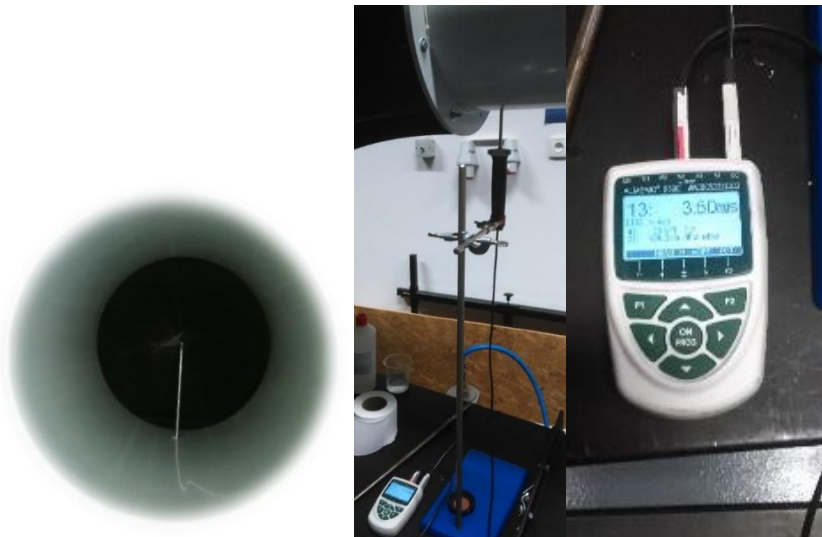
Nejdříve bylo nutné kvůli správnému vyhodnocení dat vše dobře zkalibrovat – konkrétně celou soustavu kamery-laser-kalibrační terč. Nejprve byl do správné polohy ustaven kalibrační terč (kolmo, správná vzdálenost), poté byla nastavena rovina laserového řezu tak, aby odpovídala rovině kalibračního terče. Následovalo nastavování kamer pro získání optimálních a dostatečně kontrastních snímků a eliminace nežádoucích odlesků. Po nastavení byly pořízeny kalibrační snímky pro pozdější vyhodnocení nasnímaných dat. Poté byla kalibrace hotova a s kamerami ani laserem se již nesmělo pohnout. Ke kalibraci byl využíván kalibrační terč, který má 2 vrstvy matic bodů pro kalibraci a díky hloubkovému rozměru je možné kalibrovat pouze jedním snímkem bez posouvání terče.



Obr. 4.4: Kalibrace soustavy kamery-laser-kalibrační terč

4.3.2 Měření rychlosti proudění

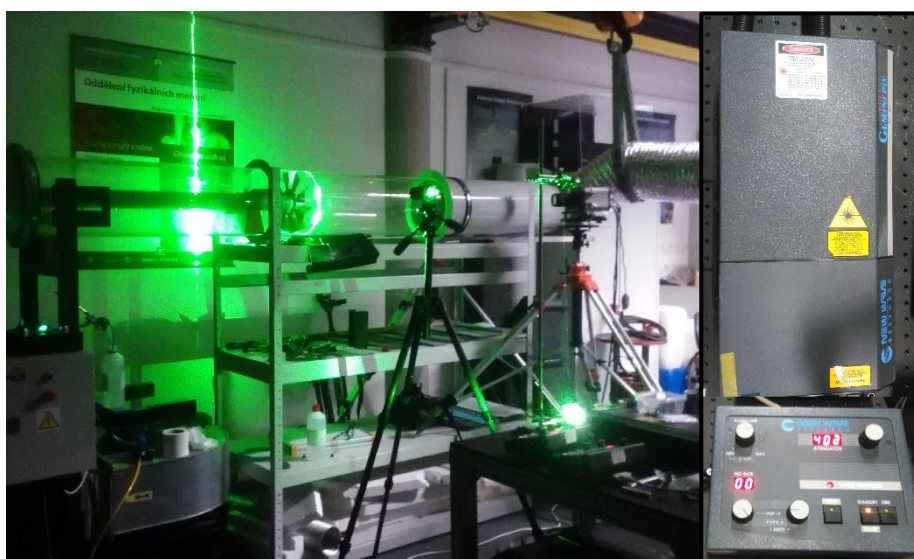
Pro měření rychlosti proudění byla použita termoanemometrická sonda (dvoudrátková). Nastavena byla rychlost proudění 3,5 m/s odpovídající průtoku přibližně 900 m³/h – tyto podmínky odpovídají již provedenému 2D PIV měření. Data ze sondy byla vyhodnocena v měřicím přístroji ALMEMO 2590 AHLBORN.



Obr. 4.5: Měření rychlosti proudění termoanemometrickou sondou

4.3.3 Laser

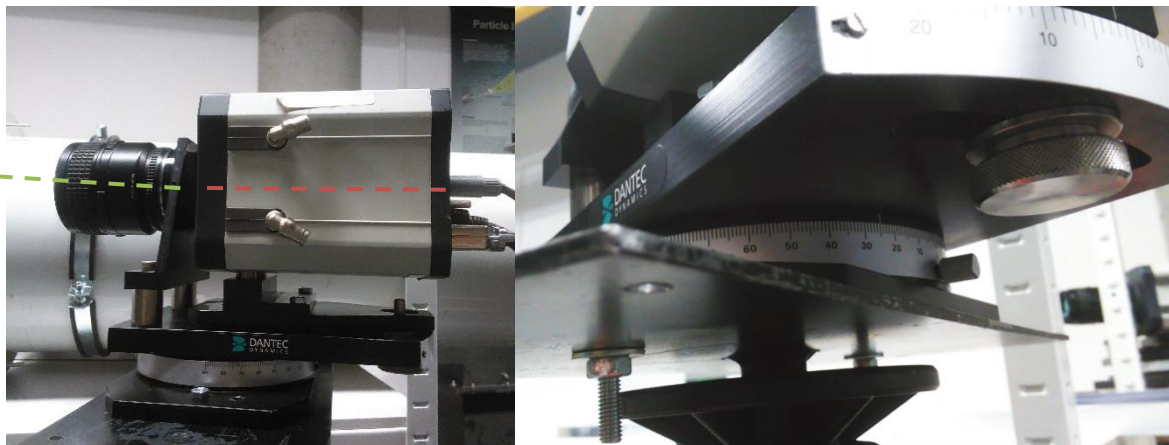
Zdrojem laserového záření byl laser NEW WAVE - Gemini PIV s energií paprsku 100 mJ v každém pulsu a frekvencí pulsů 15 Hz. Používána byla energie okolo 40 mJ. Laser byl osazen optikou, která rozptyluje paprsek na laserový řez. Při měření se ukázalo jako problematické zachytit poměrně velkou oblast snímání. Problémem byl malý kontrast mezi částicemi a pozadím. Prvním krokem řešení bylo zlepšení laserového řezu a byla použita jiná optika a také byla místo ramena (které vedlo paprsek uvnitř) použita dvě zrcátka. Zrcátka se neukázala jako dobré řešení, a tak byl laser zvednut a paprsek mířil přímo do optiky. Kontrast byl lepší, ale výsledky stále nebylo možné získat.



Obr. 4.6: Laser NEW WAVE - Gemini PIV

4.3.4 Kamery

Byly použity kamery DANTEC Dynamics HiSense Neo – kamery se senzorem CMOS s rozlišením 5,5 MPix a frekvencí snímání 15 Hz. Pro maximální ostrost snímané roviny byly využity Scheimpflugovy adaptéry, s nastavením snímání roviny pod úhlem 25° . Obě kamery byly identické a identicky nastavené.



Obr. 4.7: Kamera na Scheimpflugovu adaptéru s nastaveným úhlem snímání 25°

4.3.5 Generátor částic

Při zachycování velkých oblastí je nutné použít větší částice, aby byly dobře rozlišeny od okolí. Rozlišení čipu kamery je totiž rozloženo pro pokrytí větší plochy, a tedy i rozlišovací schopnost čipu klesá. Nejprve byl použit aerosol oleje ve vzduchu. Dosažený kontrast však nebyl dostačující. Dále proběhly pokusy zlepšit kontrast za použití jiných částic. Nejprve byl zprovozněn dosud nepoužitý přístroj na tvorbu bublin, který využíval tlakové helium, tlakový vzduch a saponát. Ani s tímto zařízením však nebylo dosaženo uspokojivého výsledku. Následně byl použit atomizér se směsí voda-glycerin, která byla vstříkována do sání ventilátoru. Ani toto řešení nepřineslo zlepšení. Navíc byly zaneseny stěny plexiskla filmem glycerinu a bylo nutné potrubí rozebrat a vyčistit. Další alternativou zvažovanou do budoucna bylo použití pevných částic, ale z důvodů velkého rizika zanesení laboratoře prachem je toto řešení (i přes dostupný odtah) zatím považováno za nouzové.



Obr. 4.8: Generátor kapalných (olejových) částic Sciltec

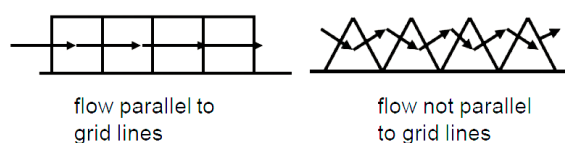
5 Počítačové modelování proudění

V této kapitole bude shrnuto počítačové modelování proudění. Bude zde popsáno vytváření výpočetní sítě, testování metod pro urychlení konvergence řešení, způsob vyhodnocování výsledků a následně samotné výsledky simulací. Simulace budou vyhodnoceny nejprve jednotlivě pro každý z použitých modelů turbulence a v poslední podkapitole budou výsledky všech modelů turbulence srovnány navzájem.

5.1 Tvorba sítě

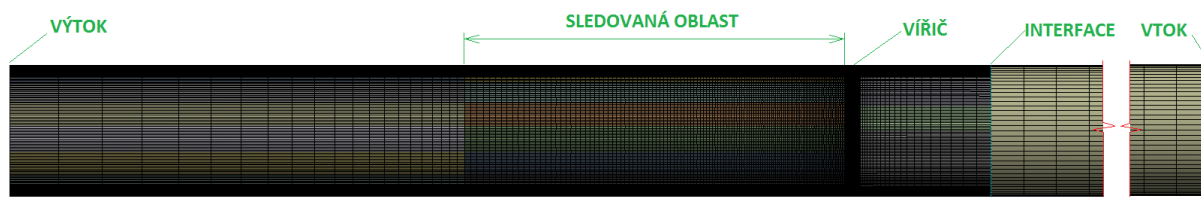
5.1.1 Výpočetní síť – 1. varianta

Síť pro numerické výpočty byla vytvořena v softwaru ANSYS Meshing v prostředí Workbench. Jako první varianta výpočetní sítě byla vytvořena rovnoměrná síť tvořená hexagonálními a prismatickými elementy. Pravidelná síť byla tvořena z důvodů zkrácení výpočetního času a dosažení přesnějších výsledků. Pro účely úvodních výpočtů, ladění nastavení a testování bylo vhodné minimalizovat výpočetní nároky. Zkrácení výpočetního času je důsledek menšího počtu buněk sítě potřebných pro zaplnění celého objemu, čehož je nejlépe dosaženo pravidelnými elementy typu hexa a prism, které tvořily také tuto síť. Tyto elementy nejen šetří výpočetní čas, ale je na nich možné dosahovat lepších výsledků. To je možné díky eliminaci chyb způsobených numerickou difúzí – tekutina proudí v ose elementů a nedochází tak k nepřesným interpolacím vypočtených hodnot na hranicích elementů, viz Obr. 5.1.



Obr. 5.1: Vznik numerické difuze

První vytvořená varianta sítě byla ovšem pro účely výpočtů stále příliš rozsáhlá. Proto byla dále upravena tak, aby byl výsledný počet buněk okolo 3 milionů. Úspory bylo dosaženo především protažením buněk po délce. Část potrubí před vířičem byla oddělena a diskretizována jako samostatné těleso s hrubší sítí, která byla dostačující pro ustálení proudění. Za sledovanou oblastí byly buňky opět plynule protaženy, viz Obr. 5.2.

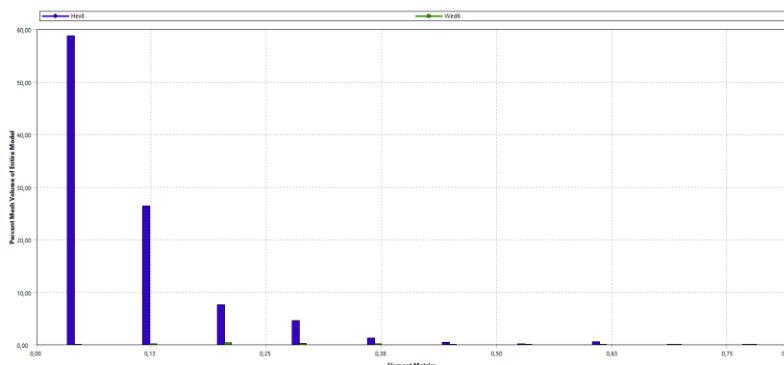


Obr. 5.2: Boční pohled na výpočetní síť

Pro dosažení rovnoměrné sítě byla použita metoda sweep. Aby bylo použití této metody možné, bylo nutné upravit geometrii celého potrubí rozřezáním na objemy odpovídající půdorysu lopatek vířiče. Na takto upravené geometrii bylo možné vytvořit síť s kvalitními, málo deformovanými elementy. Na stěnách lopatek a stěnách potrubí byla vytvořena inflační vrstva (Inflation) pro dostatečné pokrytí proudění v blízkosti stěn. Vrstva byla nastavena pomocí tloušťky první buňky a celkového počtu vrstev. Síť bylo nutné vytvářet postupně po jednotlivých objemech tak, aby byla nejdříve vytvořena síť na klíčových objemech, na které poté navazovala síť sousedních objemů. Nejprve byly diskretizovány lopatky vířiče. Pro účely automatizace tohoto postupu byly vytvořeny pojmenované výběry objemů, kterým bylo pomocí „worksheet“ přiřazeno pořadí během tvorby sítě.

Pro vyhodnocení kvality elementů je možné použít různá kritéria. Jedno z nejdůležitějších je šikmost (skewness), jelikož šikmé buňky produkují největší numerické chyby a také způsobují obtížnější konvergenci řešení. Další z možných kritérií je ortogonální kvalita (orthogonal quality), která srovnává tvar elementu s ideálním tvarem elementu (krychle).

Výslednou síť je možné považovat za dostatečně kvalitní. Šikmost buněk, která je klíčovým parametrem, dosahuje v maximu hodnoty 0,82, což je hodnota pro numerický výpočet stále akceptovatelná. Problematickou částí geometrie jsou samotné lopatky víříče, kde má šikmost hodnotu okolo 0,6 a tyto buňky tvoří 0,5% všech buněk sítě. V průměru pak dosahuje velmi dobré hodnoty 0,19. Parametry sítě jsou shrnuty v Tab. 5.1.



Obr. 5.3: Procentuální vyjádření počtu elementů v závislosti na šikmosti

Tab. 5.1: Hodnocení kvality sítě

Varianta sítě	1. Mesh (5 mil)	2. Mesh (10 mil)
Parametr sítě	Hodnota	
Počet uzlů	5 084 251	10 009 657
Počet buněk	5 084 663	10 003 199
Šikmost (0-dobrá, 1-špatná)		
Minimální hodnota	0,00095	0,00029
Maximální hodnota	0,84061	0,90137
Průměrná hodnota	0,20517	0,27658
Ortogonální kvalita (0-špatná, 1-dobrá)		
Minimální hodnota	0,26052	0,15199
Maximální hodnota	1	1
Průměrná hodnota	0,89623	0,82679
Poměr růstu buněk		1,2

5.1.2 Výpočetní síť – 2. varianta

Pro vyhodnocení nezávislosti řešení na použité síti byla vytvořena druhá varianta sítě. Tato síť obsahovala větší množství elementů (nárůst ze 3 mil. na cca 10 mil.) a k tomuto nárůstu došlo především zjemněním sítě v blízkosti stěn a také zjemněním dělení po délce v oblasti víříče a za ním. Tato varianta sítě vychází z první varianty a postupem tvorby sítě a použitými metodami se příliš neliší. Rozdílné je především nastavení a výsledná jemnost sítě. Parametry této sítě jsou společně s parametry první varianty shrnuty v Tab. 5.1. Podle výsledků šikmosti a ortogonální kvality se zdá druhá síť ve srovnání s první variantou o něco méně kvalitní. Je to dáno především vyšším počtem inflačních vrstev. Buňky jsou zde velmi tenké a protažené a v těchto metrikách nemají příliš dobré výsledky. Bez vyššího počtu inflačních vrstev se však na menší y^+ dostat nedá. Pro výpočet má však tato síť stále použitelné hodnoty.

5.1.3 Srovnání sítí – „Grid Independence“

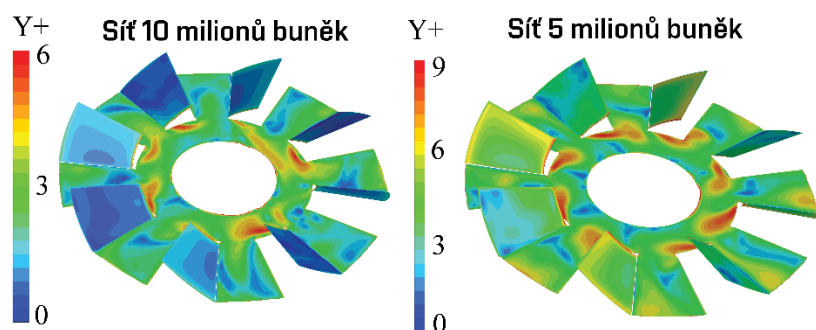
Pro ověření správnosti výsledků je důležité ověření nezávislosti výsledků na použité síti, tzv. test nezávislosti sítě. Srovnány byly výsledky získané pomocí modelu turbulence k- ω SST při stacionárním výpočtu pro výše uvedené dvě varianty výpočetní sítě.

Model turbulence k- ω SST vyžaduje velmi jemnou síť v blízkosti stěn. Bylo to otestováno na příkladu ploché destičky [28] a dle vypočtených výsledků se efekt snižování y^+ mezi 1 a 0,001 na výsledcích téměř neprojevil. Pokud je však hodnota y^+ větší než 8, začíná se řešení od experimentu výrazněji odlišovat. Je proto nutné se pohybovat přibližně v těchto hodnotách. Na jemnost sítě po délce není model k- ω SST příliš citlivý a výsledky jsou zkreslené až při použití velmi malého počtu buněk, především v kritických oblastech odtrhávání proudu [28].

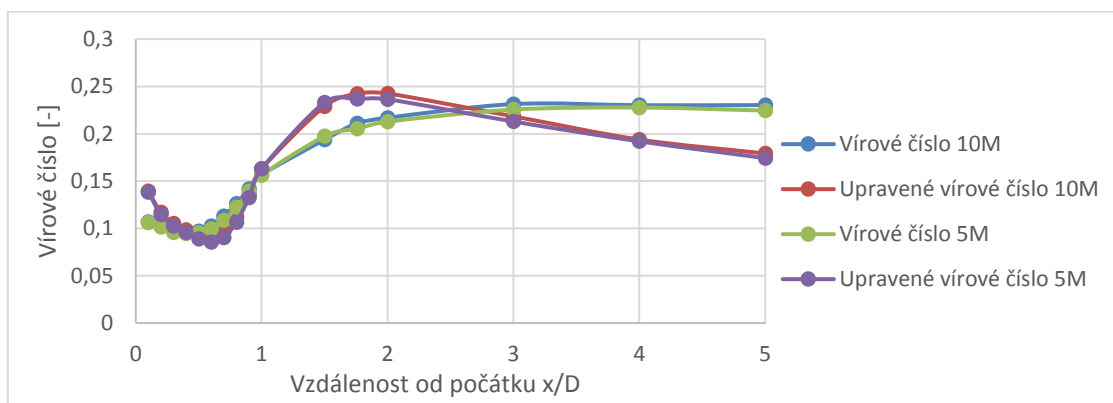
Hodnota y^+ byla posuzována především na lopatkách vířiče. Vířič je totiž kritické místo z hlediska vzniku turbulentního proudění – v porovnání se stěnami potrubí má mnohem větší význam. Tření u stěn v této úloze nesehrává tak důležitou roli. Hodnoty y^+ jsou shrnuty v Tab. 5.2 a jejich prostorové rozložení na lopatkách je vykresleno na Obr.5.4. U 1. varianty sítě s 5 miliony buněk se y^+ v některých místech pohybuje blízko horní hranice doporučeného rozsahu. U 2. varianty je toto potlačeno a hodnoty se zde pohybují v doporučeném rozmezí.

Tab. 5.2: Srovnání parametru y^+ na lopatkách vířiče a na stěnách pro obě varianty sítě

Varianta sítě	Y+ vířič			Y+ stěna		
	min	max	průměr	min	max	průměr
10 mil	0,07	13,9	2,3	0,8	32	17
5 mil	0,4	16,6	4,4	0,6	32	17



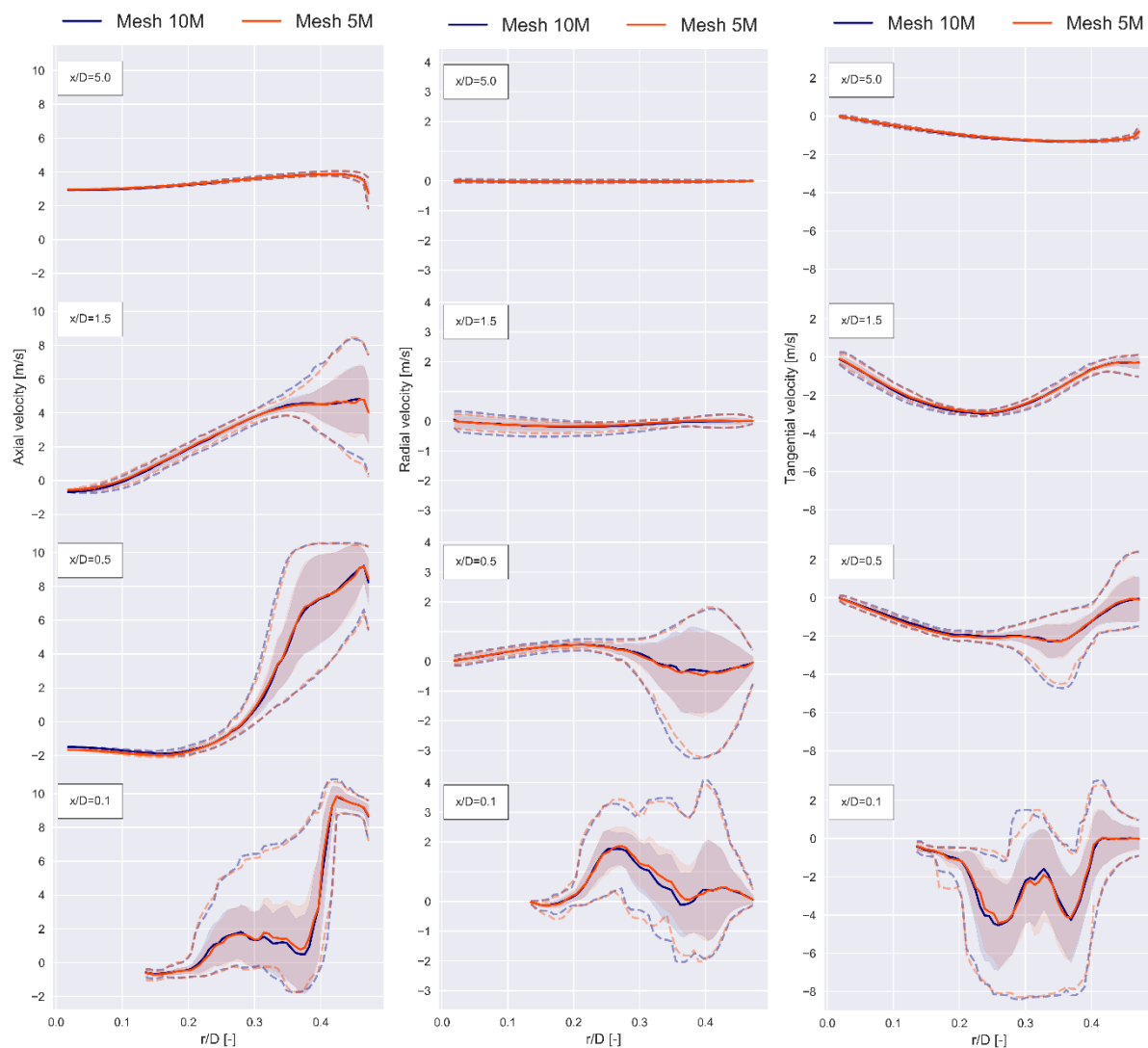
Obr. 5.4: Porovnání hodnoty Y^+ na lopatkách vířiče



Obr. 5.5: Srovnání hodnot vírového čísla po délce

Pro vyhodnocení nezávislosti řešení slouží porovnání hodnot vírového čísla po délce domény, viz Obr. 5.5 a průběhy axiální, radiální a tangenciální rychlosti na průřezech v různé vzdálenosti od vířiče, viz Obr. 5.6. Byly porovnány údaje ze vzdálenosti 0,1D až 5D za vířičem, aby byla pokryta celá sledovaná oblast. Na základě srovnání rychlostních profilů je patrné, že řešení se odlišuje jen velmi nepatrně ve všech vzdálenostech od vířiče.

Ze srovnání vírového čísla dle rov.6 v kapitole 5.8.2 a upraveného vírového čísla (rov.7) po délce domény je rovněž možné konstatovat, že výsledky jsou v obou případech podobné. Odchylka u profilu vírového čísla byla 1,8 % a u profilu upraveného vírového čísla 2,1 %. Řešení je na základě těchto výsledků tedy možné považovat za nezávislé vzhledem k použité síti. Bylo zde především prokázáno, že je možné používat méně jemnou síť s vyšší hodnotou y^+ a že tím není ovlivněn výsledek. V dalších výpočtech bude z důvodů výpočetních nároků používána první varianta sítě s 5 miliony buněk.



Obr. 5.6: Srovnání profilů axiální, radiální a tangenciální rychlosti pro obě sítě

5.2 Testované metody pro zlepšení konvergence

Před začátkem počítání steady a unsteady simulací byl otestován vliv některých metod na urychlení konvergence výpočtu. Pro tyto účely byla doména diskretizována na síť typu hexa se 3 miliony buněk, parametry jsou shrnuty v Tab. 5.3.

Tab. 5.3: Hodnocení kvality sítě

Parametry sítě	Hodnoty
Počet uzlů	3144744
Počet buněk	3124439
Šikmost (0-dobrá, 1-špatná)	
Minimální hodnota	0,00061
Maximální hodnota	0,82472
Průměrná hodnota	0,18819
Ortogonalní kvalita (0-špatná, 1-dobrá)	
Minimální hodnota	0,33777
Maximální hodnota	1
Průměrná hodnota	0,91085

5.2.1 Metoda Pseudo Transient

Tato metoda je jednou z podrelaxačních metod. Je to forma implicitní podrelaxace, která je realizována velikostí tzv. pseudo časového kroku. Tento časový krok je implementován do řešených rovnic a může mít i různou velikost pro různé typy řešených rovnic. Tato metoda je robustní a implicitní formulace má také výhodu, že se míra podrelaxace mění v průběhu řešení.

Pro vnitřní proudění (v uzavřeném prostoru) je doporučováno vybrat automatickou metodu, která je také výchozí metodou. Zde se poté nastavuje metoda určení délkového měřítka – automatická (konzervativní/agresivní), případně manuální časový krok, který má i fyzikální rozměr času – zadává se v sekundách. Manuální časový krok je obzvláště vhodný pro speciální případy, kdy může být obtížné určit délkové měřítko na základě geometrie. Pro automatický časový krok se vychází z délkového měřítka a z něj je na základě rychlosti proudění dopočten časový krok. Je na výběr ze dvou způsobů výpočtu délkového měřítka:

- Konzervativní – vybírá nejmenší rozměr, viz rov. 1.7
- Agresivní – vybírá největší rozměr a vede tak na delší časový krok; viz rov. 1.8

Pro obě metody je poté zadáván časový faktor („Timescale Factor“), který škáluje vypočtený časový krok. Výchozí hodnota je 1 a může být zvýšena/snížena pro zvětšení/zmenšení hodnoty časového kroku.

Byly otestovány všechny uvedené varianty metody s použitím různých hodnot časového faktoru. Použité kombinace nastavení jsou shrnuty v Tab. 5.4. Tyto možnosti byly otestovány s ohledem na nastavení pro rozběh výpočtu, tedy začínaly vždy od inicializace (použita byla hybridní inicializace). Pro každý případ bylo provedeno 3000 iterací, aby byl dostatek času pro pozorování konvergence s daným nastavením.

Délkové měřítko pro konzervativní metodu je definována takto:

$$L_{scale} = MIN(L_{vol}, L_{ext}) \quad (1)$$

Pro agresivní metodu takto:

$$L_{scale} = MAX(L_{vol}, L_{ext}) \quad (2)$$

Porovnáváné délky jsou definovány takto:

$$L_{vol} = \sqrt[3]{V} ; L_{ext} = MAX(L_x, L_y, L_z), \quad (3)$$

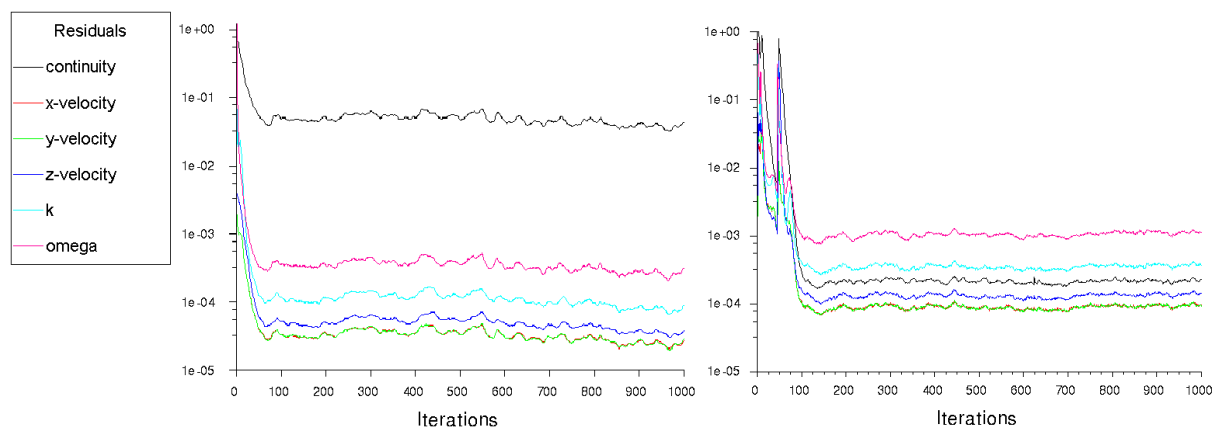
kde V je objem domény a L_x, L_y, L_z jsou délky domény ve směru osy x, y a z .

Tab. 5.4: Testované varianty nastavení metody Pseudo Transient

Metoda	Hodnota faktoru	
Automatická, konzervativní	5	
	2	
	1	
	0,1	
	1 -> 0,1	(postupně snižovaná hodnota)
Automatická, agresivní	2	
	1	
	0,5	
	0,1	
Manuální	0,08s	1/15 zdržné doby
	0,12s	1/10 zdržné doby

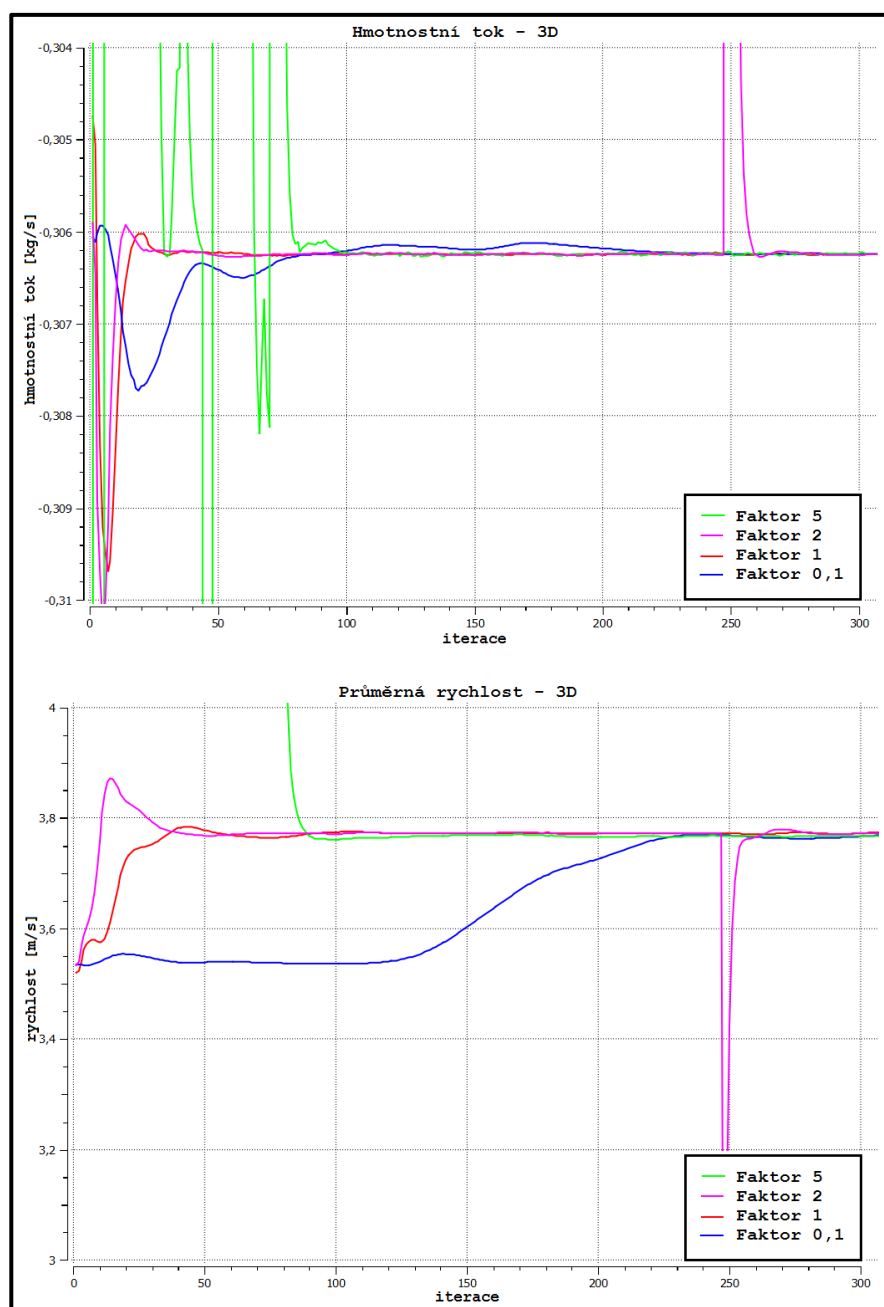
Automatická konzervativní metoda

U této metody zůstávala residua kontinuity při nižších hodnotách časového faktoru poměrně vysoko, řádově 10^{-2} . Delší iterování neukázalo výrazný posun, residua stagnovala a kmitala. Je zde vidět, že perioda kmitání residuí se liší podle nastaveného časového faktoru, což naznačuje že se jedná o numerický efekt. Až při vysokém časovém faktoru $TF = 5$ došlo k výraznému poklesu reziduí kontinuity, viz Obr. 5.7.



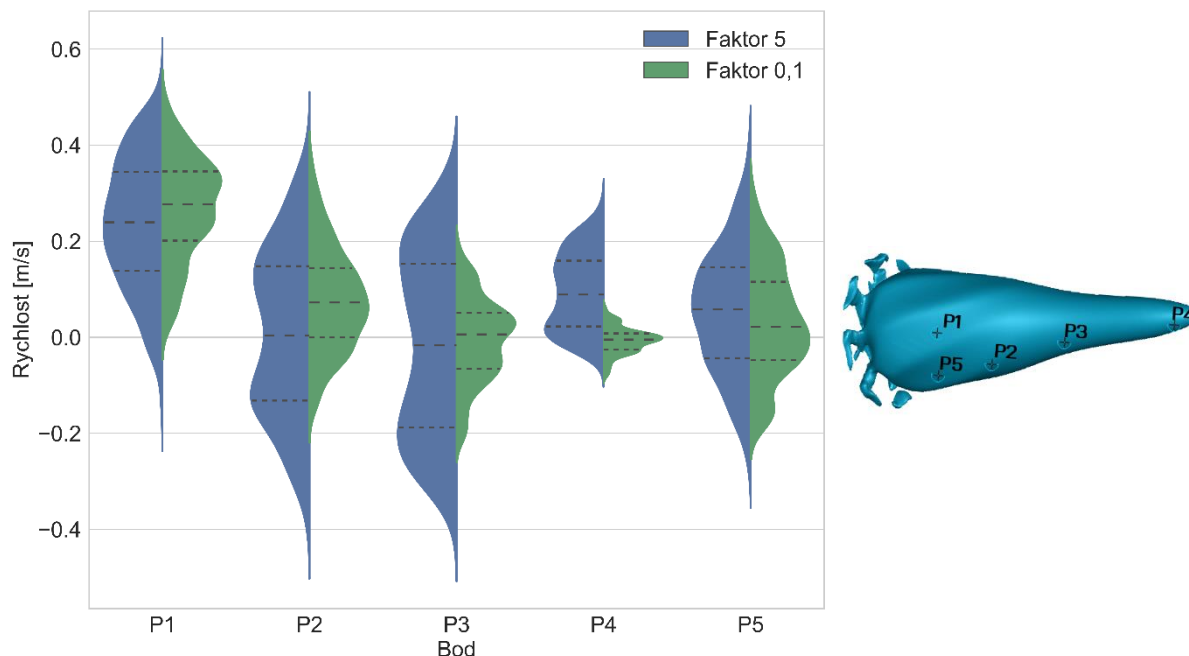
Obr. 5.7: Rezidua při nastavení faktoru 0,1 (vlevo) a 5 (vpravo)

Na Obr. 5.8 je patrný rozdíl v rychlosti konvergence v závislosti na nastaveném časovém faktoru. Je zde zobrazen průběh průměrného hmotnostního toku a průměrné rychlosti na ploše příčného řezu ve vzdálenosti 3D od víříče v průběhu prvních 300 iterací. Z tohoto srovnání je patrné, že při nastavení vyššího faktoru je konvergence rychlejší. Konkrétně to v tomto případě znamená, že při použití časového faktoru 1 se řešení začíná ustalovat po 50 iteracích, zatímco pro časový faktor 0,1 je to až někde okolo 250 iterací. Při zvyšování časového faktoru nad výchozí hodnotu 1 docházelo k méně stabilnímu chování, jak je patrné na Obr. 5.8. Při použití časového faktoru 2 se řešení ustálilo také přibližně po 50 iteracích, došlo zde však k divergenci (okolo 250. iterace). Při použití časového faktoru 5 řešení na počátku velmi významně kmitalo. To je způsobeno velkou hodnotou časového kroku a malou podrelaxací řešení. Testování postupně snižovaného časového faktoru ukázalo, že nemá významný vliv na průběh reziduí a průběhy fyzikálních veličin se také významně neodlišovaly.



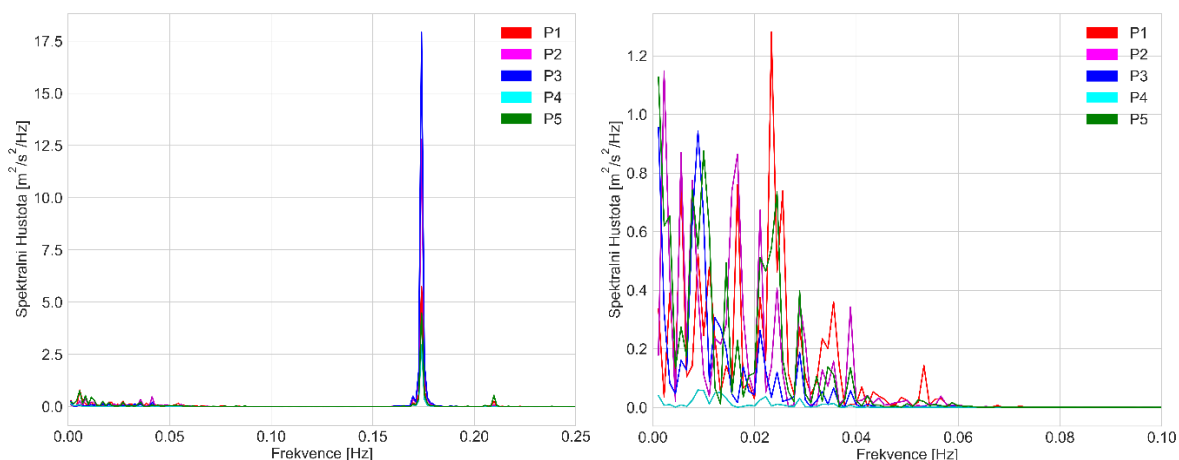
Obr. 5.8: Průběh hmotnostního toku (nahore) a průměrné rychlosti (dole) na ploše ve vzdálenosti 3D od víříče s různým časovým faktorem.

Na isoploše nulové axiální rychlosti byly vytvořeny body P1-P5, ve kterých byla sledována průměrná axiální rychlost. Průběh těchto bodových rychlostí byl dalším posuzovaným kritériem konvergence. V těchto místech na isoploše, která odděluje oblasti s opačným směrem toku, je možné očekávat kmitání hodnot (nestacionaritu děje). Rozložení hodnot rychlosti je vidět na Obr. 5.9 a je patrné, že body kmitají v hodnotách kolem nuly (vlivem umístění na isoploše). Jsou zde porovnány rychlosti s nejvyšším a nejnižším uvažovaným časovým faktorem.



Obr. 5.9: Rychlosti sledované v bodech P1–P5

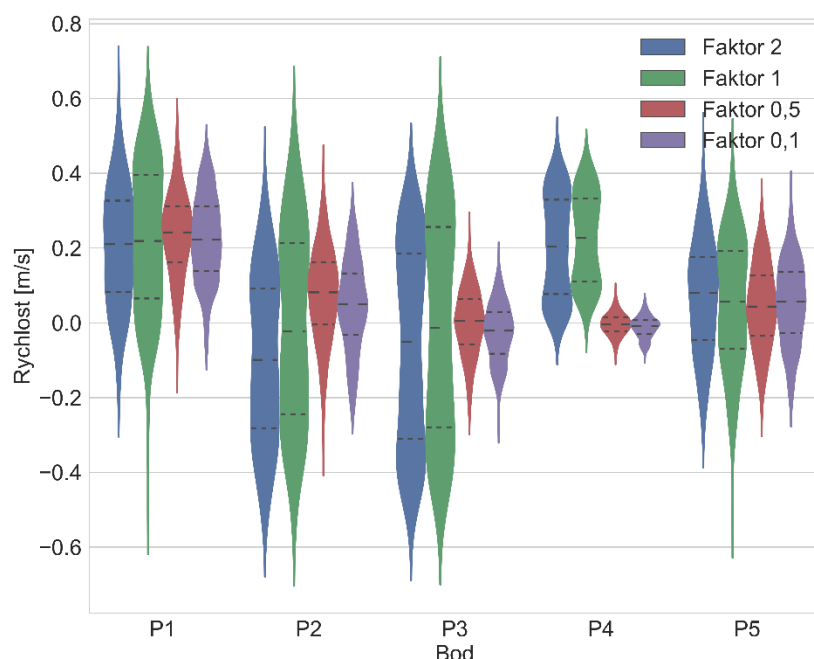
Pro vyhodnocení frekvence kmitání rychlosti v bodech byla aplikována Fourierova transformace, viz Obr. 5.10. Aplikována byla na rychlost v závislosti na iteracích. Pro stacionární úlohu nemá frekvence fyzikální význam (není zde uvažován časový rozměr), avšak může posloužit pro srovnání frekvencí v různých bodech a s různým nastavením. Při nižším nastaveném časovém faktoru průběhy rychlosti nebyly periodické a nekmitaly se stejnou frekvencí. Až při nastaveném časovém faktoru $TF = 5$ rychlosti měly stejnou frekvenci kmitání, což spolu s nízkou hodnotou reziduí nasvědčuje konvergenci řešení.



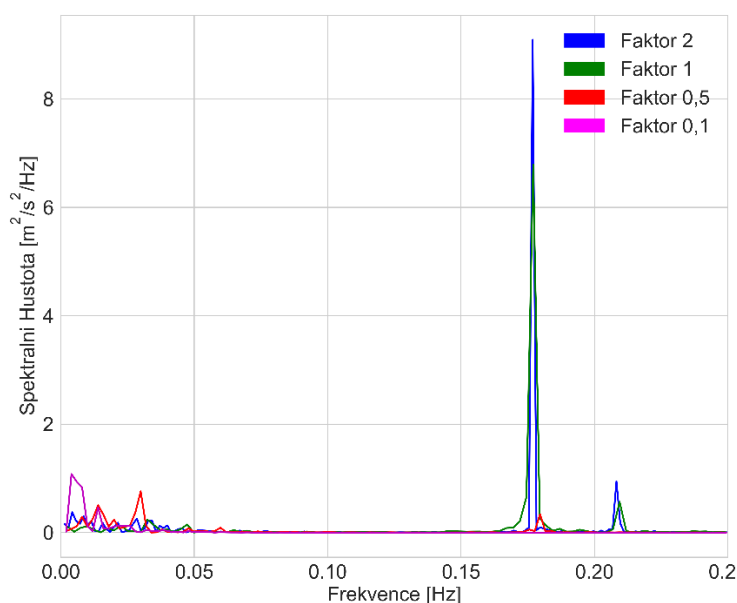
Obr. 5.10: Frekvence kmitání průběhů rychlosti v bodech P1–P5 ($TF=5$ vlevo, $TF=0,1$ vpravo)

Automatická agresivní metoda

Tato metoda se od konzervativní metody příliš neodlišuje, v principu se jedná jen o jiný způsob výpočtu délkového měřítka pro výpočet časového kroku. V této úloze (proudění za vířčem) řešení konvergovalo až při vyšších hodnotách časového kroku (viz předchozí kapitola). Tím, že u agresivní metody z jejího principu vychází větší délkové měřítko, je větší i časový krok a není jej potřeba tolik navyšovat nastaveným časovým faktorem. Proto řešení konvergovalo již při výchozí hodnotě ($TF = 1$) a také $TF = 2$. Při použití vyššího časového faktoru ($TF = 5$) se již ve výpočtu objevovala divergence a celý výpočet byl nestabilní, což odpovídá příliš vysokému časovému kroku a malé podrelaxaci řešení. Při hodnotách $TF < 1$ byl výpočet příliš podrelaxovaný, což odpovídá i malé frekvenci kmitání (řešení se „zmrazilo“). Nastavení časového faktoru 1 a 2 vykazuje podobné výsledky v průběhu rychlostí, viz Obr. 5.11 a také periodické kmitání, které naznačuje nestacionaritu děje, viz FFT analýza na Obr. 5.12.



Obr. 5.11: Rychlost v bodech P1-P5 při různé hodnotě TF



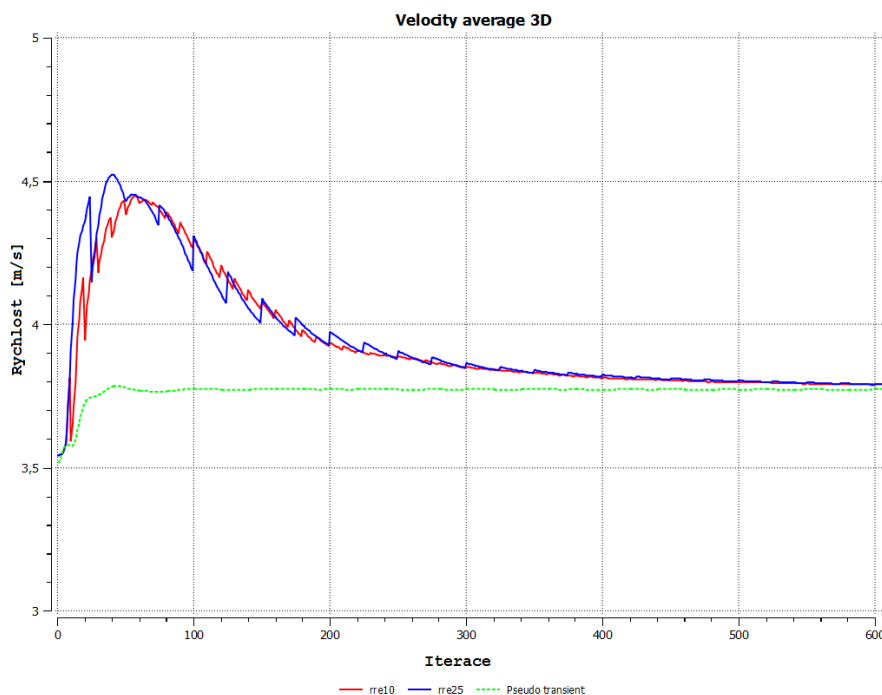
Obr. 5.12: Srovnání frekvence kmitání rychlosti v bodě P3 při různé hodnotě TF

Manuální metoda (User Specified)

Tato metoda uvažuje fyzikální rozměr časového kroku a je zadávána v sekundách. Počítány byly hodnoty časového kroku 0,08 s a 0,12 s, což odpovídá 1/15 a 1/10 zdržné doby (obecně doporučovaný rozsah). Chování se opět výrazně neodlišovalo oproti nastavení „Automatic“. Residua opět kmitala na podobné úrovni přesnosti. Výrazně rozdílné nebyly ani průběhy sledovaných fyzikálních veličin. U delšího časového kroku (0,12 s) byla opět patrná lepší konvergence. Bodové rychlosti kmitaly se stejnou frekvencí, u kratšího časového kroku nikoliv (velká podrelaxace).

5.2.2 RRE – Reduced Rank Extrapolation

Další z testovaných funkcí byla extrapolace dat zvaná RRE (Reduced rank extrapolation), která je ve Fluentu zatím pouze v Beta verzi – tzv. Beta Features. Test probíhal od inicializace a bylo počítáno 3000 iterací. Byl otestován také rozdíl v nastavení velikosti Krylov Subspace a to pro výchozí nastavení, což je velikost 10 a pak také pro větší oblast – 25, která byla použita také v práci Jemcov et al., 2008. [34]



Obr. 5.13: Srovnání konvergence výpočtu dle průběhu rychlosti, RRE 10 (červeně), RRE 25 (modře), Pseudo Transient (Zeleně)

Ze srovnání průběhů zaznamenávané průměrné rychlosti na příčném řezu ve vzdálenosti 3D lze konstatovat, že tato metoda v tomto výpočtu neměla výrazný vliv na urychlení konvergence, spíše naopak konvergovala pomaleji ve srovnání s použitím metody Pseudo Transient (zelená křivka). Lze také pozorovat určité rozdíly u obou variant nastavení velikosti subspace. Rychlost konvergence je přibližně stejná a obě křivky se k žádané hodnotě přibližují podobným trendem. U většího pole je však průběh o něco agresivnější. Dochází také k většímu rozkmitání hodnot – dalo by se říci „šumu“, a výpočet je v důsledku toho méně stabilní a robustní. Rezidua zůstala v obou případech v poměrně vysokých hodnotách (kontinuita cca $3 \cdot 10^{-2}$) a v průběhu iterací dále neklesala. Zajímavé je, že se zvyšovala frekvence kmitání reziduí. Tato metoda se tedy pro tento výpočet neosvědčila a nebyla dále uvažována.

5.3 Zpracování a vyhodnocení dat

V této podkapitole bude zmíněno, jak byla vyhodnocována data a co pro to bylo potřeba udělat. K některým výsledkům a pro některá vyhodnocení byly vytvořeny programy pro zpracování dat a bude to zde krátce popsáno.

5.3.1 Rychlostní profily

Nejdůležitějším a nejprůkaznějším hodnocením shody vypočtených dat byly rychlostní profily. Z PIV měření byly získány profily axiální a radiální rychlosti. Aby mohly být porovnány s profily z CFD simulací, bylo nejprve nutné získat data. Nejprve musely být nadefinovány všechny roviny a plochy pro vyhodnocení a sběr dat. Následně byly všechny vyhodnocované veličiny zaneseny do časově průměrovaných statistik. Následoval samotný numerický výpočet. Po dokončení výpočtu byly výsledky z definovaných ploch exportovány do textových souborů pro zpracování v programovacím jazyku Python, viz Příloha č.1. Ze souborů byla načítána data do stejného tvaru pro zpracování jako PIV data, následně vyhodnocena obvodovým průměrováním hodnot rychlosti na příslušné rovině a vykreslena do společného grafu. V případě porovnání více CFD modelů s měřeními byl zdrojový kód pro zpracování dat upraven.

5.3.2 POD

Této analýze je věnována poslední kapitola této práce. Pro její vyhodnocení byly v průběhu iterací do textových souborů exportovány okamžité hodnoty všech složek vektoru rychlosti v centroidech buněk, souřadnice jejich polohy a objem buněk. Tato data byla poté načítána do programu vytvořeného v Pythonu (Příloha č.2). V případě POD analýzy výpočtu SAS tento výpočet trval až 24 hodin, vzhledem k velkému množství načítaných dat. Po dokončení výpočtu byla data uložena do textových souborů a načtena jiným skriptem (Příloha č.3) pro vizualizaci módů. Energie a časové průběhy byly vyhodnoceny v programu MS Excel.

5.3.3 Houslové grafy

Pro znázornění časového rozložení rychlostí ve sledovaných bodech byly vytvořeny houslové grafy. Znázorňují velikost rychlosti a četnost daných rychlostí v čase – v nejširším místě grafu je hodnota rychlosti s nejvyšší četností. Dále zobrazují průměrnou hodnotu (dlouze čárkovaná) a kvartily (krátce čárkovaná úsečka). Pro vyhodnocení těchto grafů byly v průběhu iterací exportovány soubory s časovými průběhy rychlostí v jednotlivých bodech a tyto soubory byly pracovány a vyhodnoceny programem vytvořeným v Pythonu.

5.3.4 FFT

Fourierova transformace časových průběhů bodových rychlostí byla provedena přímo ve Fluentu. Tato data byla opět exportována do textových souborů pro lepší možnosti vizualizace v Pythonu a možnost společného zobrazení více průběhů v jednom grafu.

5.3.5 Vírové číslo

Vírové číslo bylo vyhodnocováno po délce domény a především pro nestacionární simulace. Musely proto být vytvořeny roviny pro vyhodnocení a zapsány rovnice pro výpočet vírového čísla a upraveného vírového čísla. Pro výpočet byla potřebná axiální a tangenciální rychlost, a proto pro ně muselo být zapnuto časové průměrování. Po výpočtu byly pomocí Journalu³ a reportu typu Surface Integral získány hodnoty, které byly následně pomocí programu MS Excel zpracovány a vizualizovány.

³ Journal je textový soubor s příponou .jou, který je načítán do programu Ansys Fluent a obsahuje textové příkazy, které se po načtení souboru vykonají. Při opakovaném vyhodnocování tak není potřeba vypisovat stejné příkazy.

5.4 Výpočet modelem k- ω SST

První z ověřovaných numerických výpočetních přístupů je výpočet pomocí modelu turbulence k- ω SST, kde jsou řešeny dvě časově průměrované Navier-Stokesovy rovnice. Tímto modelem byl proveden časově ustálený (stacionární) i časově proměnlivý (nestacionární) výpočet.

5.4.1 Nastavení řešiče

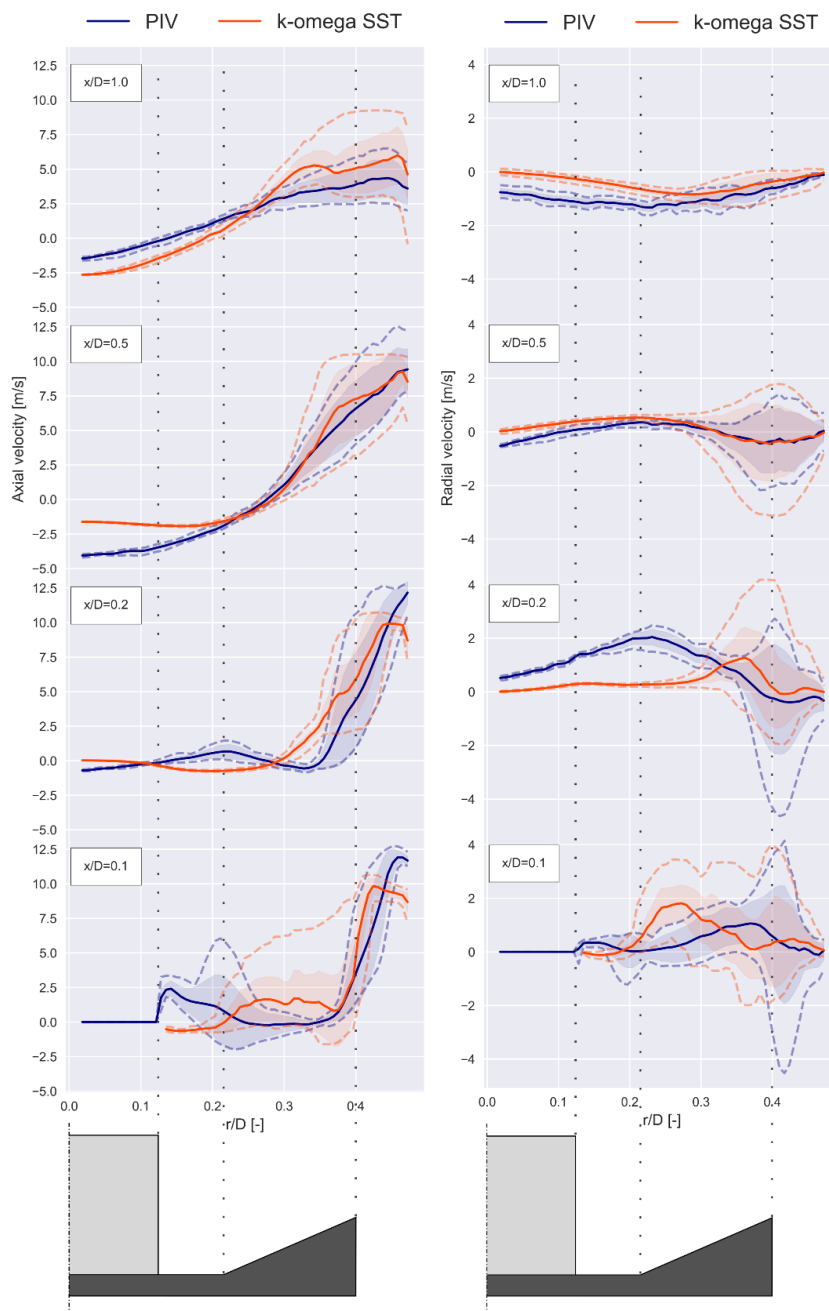
V Tab.5.5 jsou shrnuty všechny nastavené parametry výpočtu. V přehledových tabulkách nastavení dalších modelů již nebudou zmiňovány údaje o materiálech a okrajových podmínkách, protože ty budou zůstat pro všechny simulace stejné. Později budou uvedeny pouze údaje o modelu turbulence a nastavení řešiče.

Tab.5.5: Nastavení numerického výpočtu

Materiály		
Materiál	Vlastnosti	
Vzduch	Hustota [kg/m3]	1,225
	Dynamická viskozita [Pa·s]	0,00001789
Model turbulence		
Model turbulence	k-omega SST	
Další nastavení	Curvature Correction	
	Production Limiter (pro URANS)	
Okrajové podmínky		
Okrajová podmínka	Vlastnosti	
Mass Flow Inlet	Hmotnostní tok [kg/s]	0,30625
	Tlak [Pa]	0
	Intenzita turbulence [%]	5
Pressure Outlet	Hydraulický průměr [m]	0,3
	Tlak [Pa]	0
	Intenzita turbulence [%]	5
Wall	Hydraulický průměr [m]	0,3
	Pohyb stěn	Stationary wall
	Podmínka tření	No slip
	Model drsnosti stěn	Standard
Metody řešení a nastavení řešiče		
Typ řešiče	Pressure-based	
Čas	Steady (Pseudo-Transient Solution), Transient (URANS)	
Schéma výpočtu	Coupled	
Gradienty	Least squares cell based	
Tlak	Second order	
Hybnost	Second order upwind	
Turbulentní kinetická energie	Second order upwind	
Turbulentní disipace	Second order upwind	
Pseudo transient -> Timescale factor	1	
Časový krok [s] (URANS)	0,003	
Časová formulace (URANS)	Bounded Second Order Implicit	
Další nastavení (URANS)	High Order Term Relaxation	

5.4.2 Stacionární výpočet $k-\omega$ SST (RANS)

Při porovnání výsledných rychlostních profilů při stacionárním výpočtu (okamžitá hodnota rychlosti) a nestacionárním výpočtu (časově průměrovaná hodnota) byly oba průběhy velmi málo odlišné. Pro porovnání s měřením PIV byl tedy vybrán stacionární výpočet a výsledky jsou patrné na následujícím grafu (Obr. 5.14). Plnou křivkou jsou zobrazeny střední hodnoty rychlosti, čárkovaně maximální a minimální hodnoty a výplň představuje střední kvadratickou odchylku hodnot. Pomocí modelu $k-\omega$ SST bylo dosaženo poměrně dobré shody vypočtených dat a měření. Tento model však predikuje delší recirkulační zónu, a proto jsou záporné hodnoty axiální rychlosti patrné až dále po proudu (pro srovnání profily na vzdálenosti 0,5D a 1D na Obr. 5.14). Srovnání výsledků ze všech modelů turbulence je shrnuto na konci této kapitoly.

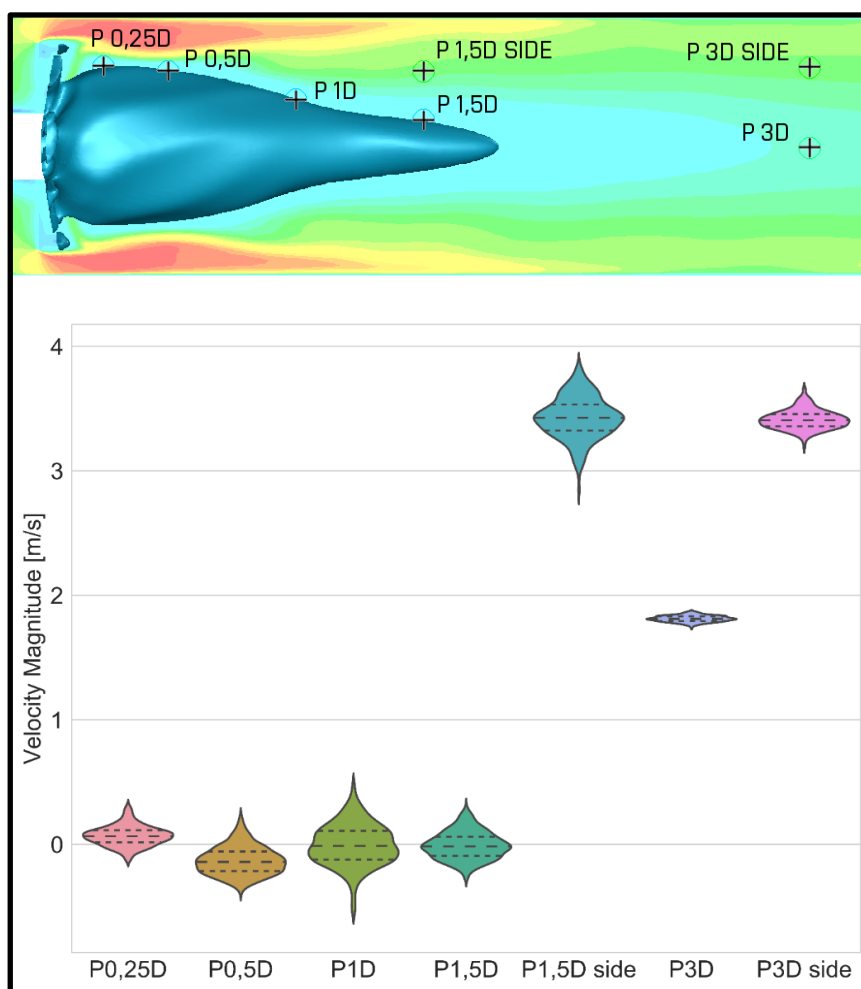


Obr. 5.14: Rychlostní profily za vířičem vypočtené modelem $k-\omega$ SST a naměřené (PIV)

5.4.3 Nestacionární výpočet k- ω SST (URANS)

Při nestacionárním výpočtu byly sledovány a zaznamenávány také bodové rychlosti v průběhu času a byly dále zpracovány. Při nestacionárních jevech je možné využít toto bodové pozorování rychlosti také ke sledování konvergence výpočtu, jakožto sledování časového průběhu veličiny s fyzikálním významem. Tento časový záznam bodových rychlostí je také možné dále využít zejména pro posouzení frekvence kmitání v jednotlivých bodech (místech analyzované oblasti). Frekvenci kmitání je možné získat Rychlou Fourierovou transformací (FFT), kterou převedeme časový průběh kmitání do frekvenčního průběhu.

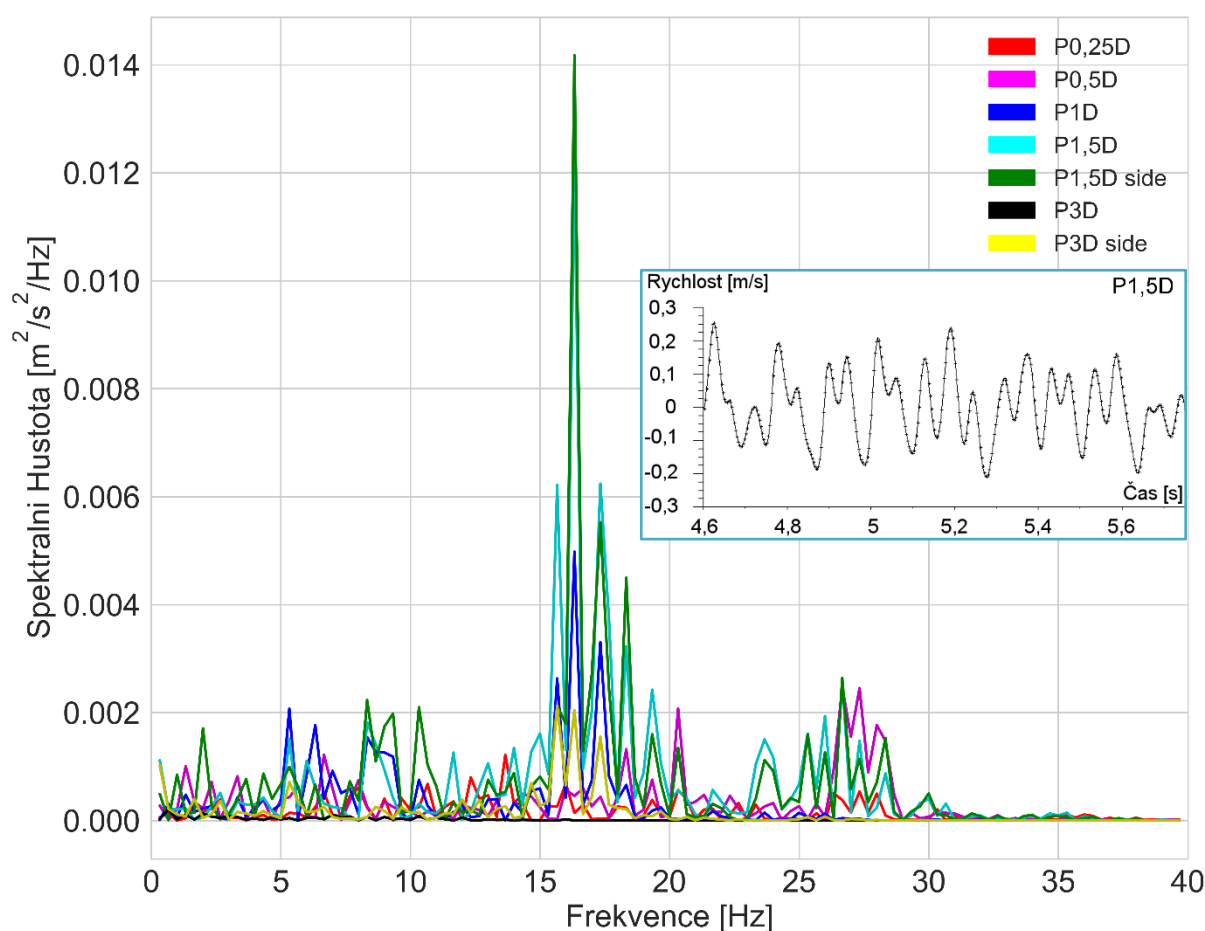
Polohy jednotlivých bodů jsou znázorněny na Obr. 5.15 nahoře a velikosti rychlostí v těchto bodech jsou znázorněny houslovými grafy na stejném obrázku dole. Houslový graf znázorňuje velikost rychlosti, která je časově proměnná, a zobrazuje také četnost dosažených rychlostí – v nejširším místě grafu je hodnota rychlosti s nejvyšší četností. Dále zobrazuje průměrnou hodnotu (dlouze čárkovaná) a kvartily (krátce čárkovaná úsečka). Body P0,25D až P1,5D byly vytvářeny na isoploše nulové axiální rychlosti v různých vzdálenostech od víříče. Na této isoploše je oddělen dopředný a zpětný tok v axiálním směru a bylo zde očekáváno pravidelnější kmitání průběhů rychlosti. Kromě těchto bodů byly vytvořeny 2 body ve volném proudu (P1,5D side a P3D side) a jeden bod v ose proudu (P3D) za účelem komplexnějšího rozmístění bodů a lepších možností vyhodnocení rychlostí a frekvencí. V bodě na ose je patrný velmi malý rozkmit hodnot – děj je zde v čase velmi málo proměnlivý



Obr. 5.15: Body pro sledování časových průběhů axiální rychlosti (nahore) a vyhodnocení velikosti rychlosti – rozložení v čase (dole)

Vyhodnocení frekvence kmitání bodových rychlostí pomocí FFT analýzy ukazuje, že zde není jediná dominantní frekvence a že signál není dokonale periodický. Maximální spektrální hustota je na frekvenci 15,66 Hz a dalo by se říci, že toto je dominantní frekvence u tohoto modelu, protože ve většině bodů se zde nachází maximum.

Tím, že signál není dokonale periodický dochází k určitému rozptylu a jsou vidět další špičky na blízkých frekvencích (16,3 Hz; 17,3 Hz; 18,3 Hz). Další výraznější špičky jsou mezi 25 a 30 Hz, což nasvědčuje vyšším frekvencím modulovaným na základní signál. Frekvence 15 Hz se ze zkušeností zdá poměrně velká [35]. Výsledky FFT analýzy pro všechny body jsou zobrazeny na Obr. 5.16 a pro názornost je zde zobrazen i jeden ze zpracovávaných signálů – průběh rychlosti pro bod P1,5D. V bodech v blízkosti vířiče a v bodě na ose proudění nedochází k významné rezonanci a významné frekvence zde nejsou patrné.



Obr. 5.16: FFT analýza bodových průběhů rychlosti, frekvence kmitání – model $k-\omega$ SST

5.5 Výpočet modelem k- ϵ Realizable

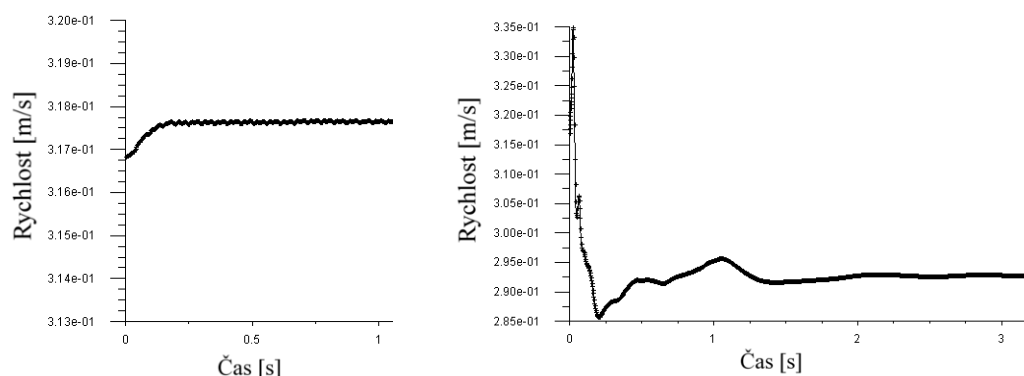
5.5.1 Nastavení řešiče

Tab. 5.6: Nastavení řešiče k- ϵ Realizable

Modely turbulence	
Model turbulence	k-epsilon
Model k-epsilon:	Realizable
Modelování v blízkosti stěny	Enhanced Wall Treatment
Další nastavení	Curvature Correction
Model turbulence	k-epsilon
Model k-epsilon:	Realizable
Modelování v blízkosti stěny	Scalable Wall Functions
Další nastavení	Curvature Correction
Metody řešení a nastavení řešiče	
Typ řešiče	Pressure-based
Čas	Transient
Schéma výpočtu	Coupled
Gradients	Least Squares Cell Based
Tlak	Second Order
Hybnost	Second Order Upwind
Turbulentní kinetická energie	Second Order Upwind
Turbulentní disipace	Second Order Upwind
Časový krok [s]	0,003
Časová formulace	Bounded Second Order Implicit
Další nastavení	High Order Term Relaxation

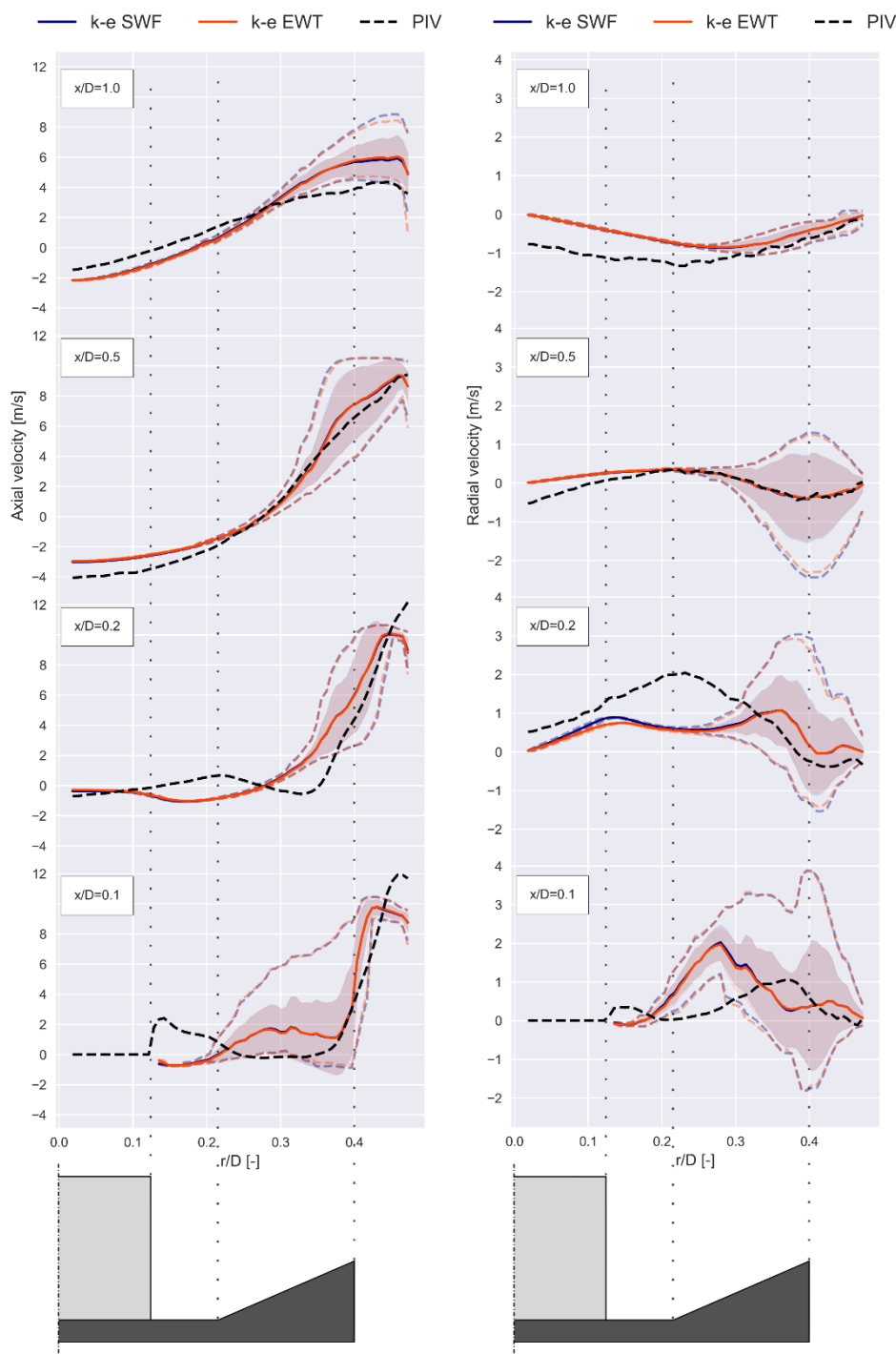
5.5.2 Výsledky

O modelu k- ϵ je obecně známo, že je velmi robustní a i proto je velmi oblíbený v technické praxi. Tento model řeší dvě Navier-Stokesovy rovnice, které jsou průměrovány. Pro účely této simulace byl tento model otestován spolu se dvěma různými stěnovými funkcemi – Scalable Wall Functions (SWF) a Enhanced Wall Treatment (EWT). Kvůli velké robustnosti tohoto modelu a silného vlivu průměrování však u tohoto modelu nedošlo k žádným projevům kmitání u sledovaných bodových průběhů rychlosti. Tento efekt je zobrazen na Obr. 5.17 pro výpočet pomocí obou stěnových funkcí. Je zde patrný výrazný trend ustalování proudění v čase. Pro model k- ϵ SWF bylo pozorováno výrazně rychlejší ustálení, než pro model k- ϵ EWT. Obě varianty tohoto modelu se však v průběhu času ustalovaly. Vzhledem k časové ustálenosti řešení nemělo smysl pro tento model turbulence vyhodnocovat frekvence kmitání a časové rozložení rychlostí a byly vyhodnocovány pouze časově průměrované charakteristiky – rychlostní profily, vírové číslo a čas na promísení (rychlost mísení – na konci této kapitoly).



Obr. 5.17: Časový průběh rychlosti v bodě P0,5D k- ϵ SWF (vlevo) a k- ϵ EWT (vpravo)

Při porovnání rychlostních profilů je na první pohled patrná opravdu výrazná shoda mezi modely s oběma druhy stěnových funkcí, křivky se liší jen minimálně. Průběhy vypočtených rychlostí opět poměrně dobře kopírují trend naměřených rychlostí. Velké odlišnosti nejsou ani ve velikostech rychlostí. Tento model predikuje mírně delší recirkulační zónu a z toho plynou i odchylky záporné axiální rychlosti, které jsou však malé.



Obr. 5.18: Rychlostní profily za vířičem vypočtené modelem $k-\varepsilon$ a naměřené (PIV)

5.6 Výpočet modelem RSM (Reynold's Stress Model)

5.6.1 Nastavení řešiče

Tab. 5.7: Nastavení řešiče pro model RSM

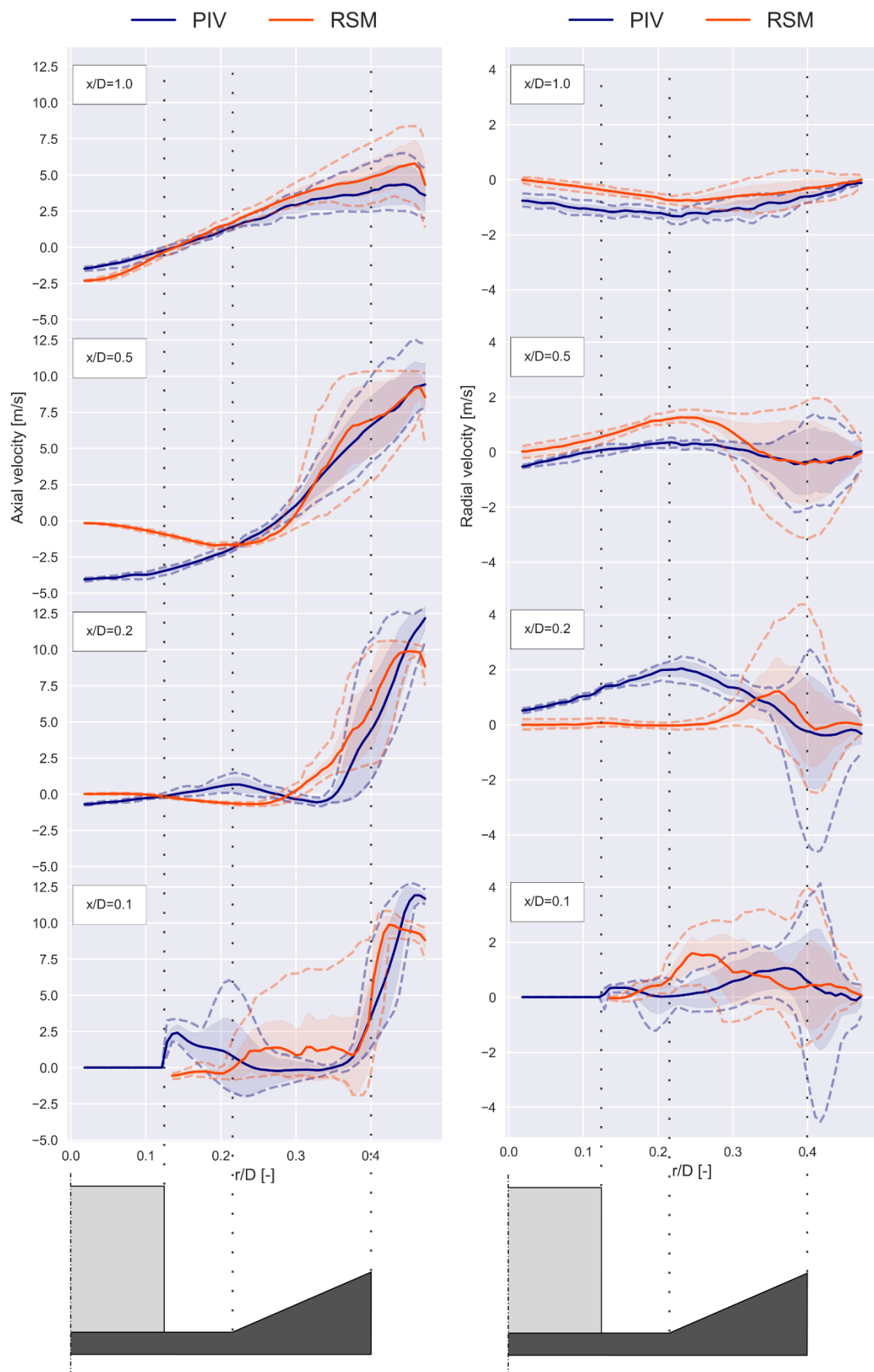
Model turbulence	
Model turbulence	Reynolds Stress
Model Reynoldsových napětí	Stress-Omega
Další nastavení	Shear Flow Corrections
Metody řešení a nastavení řešiče	
Typ řešiče	Pressure-based
Čas	Transient
Schéma výpočtu	Coupled
Gradienty	Least Squares Cell Based
Tlak	Second Order
Hybnost	Second Order Upwind
Specifická disipace	First Order Upwind
Reynoldsova napětí	First Order Upwind
Časový krok [s]	0,001
Časová formulace	Second Order Implicit
Další nastavení	High Order Term Relaxation

5.6.2 Výsledky

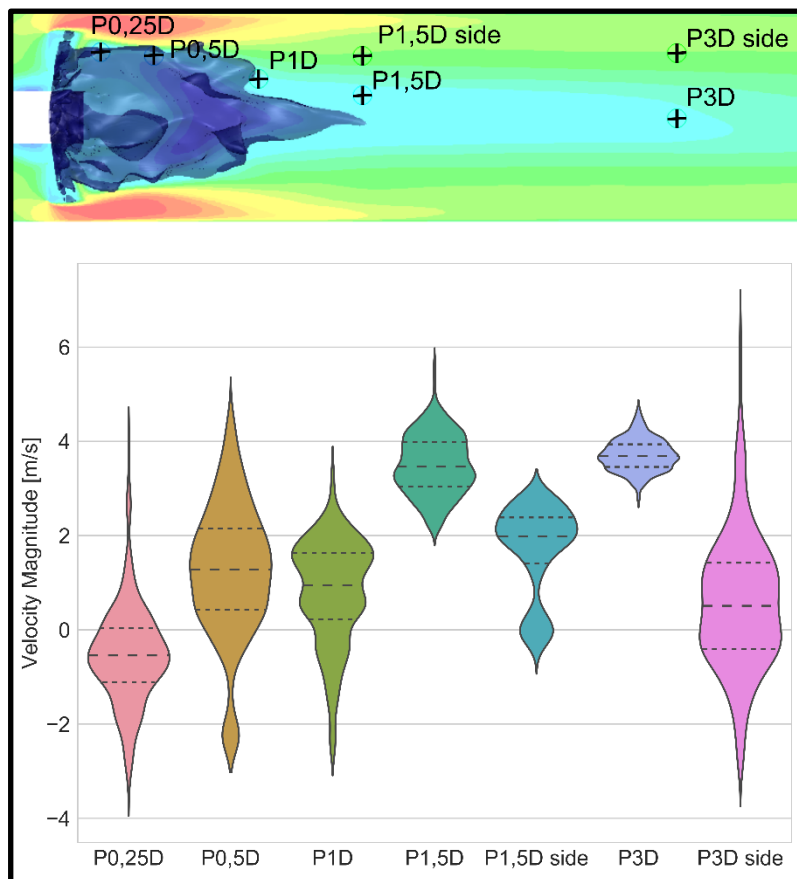
U tohoto modelu byly vzhledem k doporučením manuálu Fluentu očekávány velmi dobré výsledky ve smyslu přesnosti popisu proudění a především pak turbulentního jádra. Tvar recirkulační zóny je podobný modelu $k-\omega$ SST, protože je také protažená, ke konci úzká a na počátku s nízkými hodnotami rychlosti zpětného toku. Srovnání, ze kterého je to dobře patrné je na Obr. 5.31 na konci této kapitoly. Vzhledem k profilům axiální rychlosti získaných měření však tato predikce není přesná a v jádru proudu proto dochází k odchylování vypočteného profilu od naměřených dat. Byl zde testován RSM model Stress-Omega a do budoucna by bylo vhodné otestovat také jiné jeho varianty a jejich predikce vířivého proudění.

Z vyhodnocení bodových průběhů rychlosti je možno pozorovat poměrně velký rozkmit hodnot. Jako nejvíce ustálené se projevuje proudění v bodu P3, který se již nachází za recirkulační zónou na ose proudění. V těchto místech je již proudění časově mnohem stálější. Z FFT analýzy nejsou zřejmé žádné významné dominantní frekvence. Nejvyšší spektrální hustota se vyskytuje pro frekvence v pásmu od 2 Hz do cca 15 Hz. Pokud by byl uvažován bod P3 s nejvíce ustáleným průběhem rychlosti, jeho dominantní frekvence kmitání jsou 2,3 Hz a 5,6 Hz.

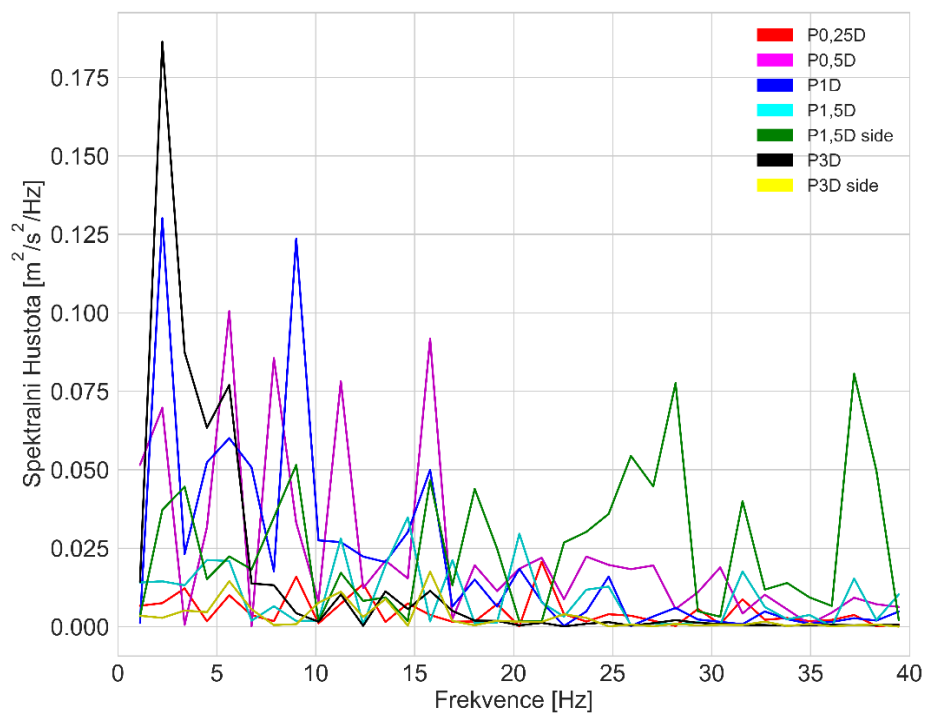
U výpočtu tímto modelem bylo nutno kvůli chybnému časovému průměrování provést nový výpočet a resetovat časové statistiky. Z toho důvodu byl výpočet vyhodnocen pouze pro simulaci o délce 1 s. Je proto možné, že časové rozložení rychlosti a FFT analýza by vypadaly jinak při použití delšího časového intervalu.



Obr. 5.19: Rychlostní profily za vířičem vypočtené modelem RSM a naměřené (PIV)



Obr. 5.20: Vyhodnocení velikosti rychlosti v bodech pro model RSM, vizualizace isoplochy nulové okamžité axiální rychlosti



Obr. 5.21: FFT analýza bodových průběhů rychlosti – model RSM

5.7 Výpočet modelem Scale-Adaptive Simulation (SAS)

5.7.1 Nastavení řešiče

Tab. 5.8: Nastavení řešiče pro model SAS

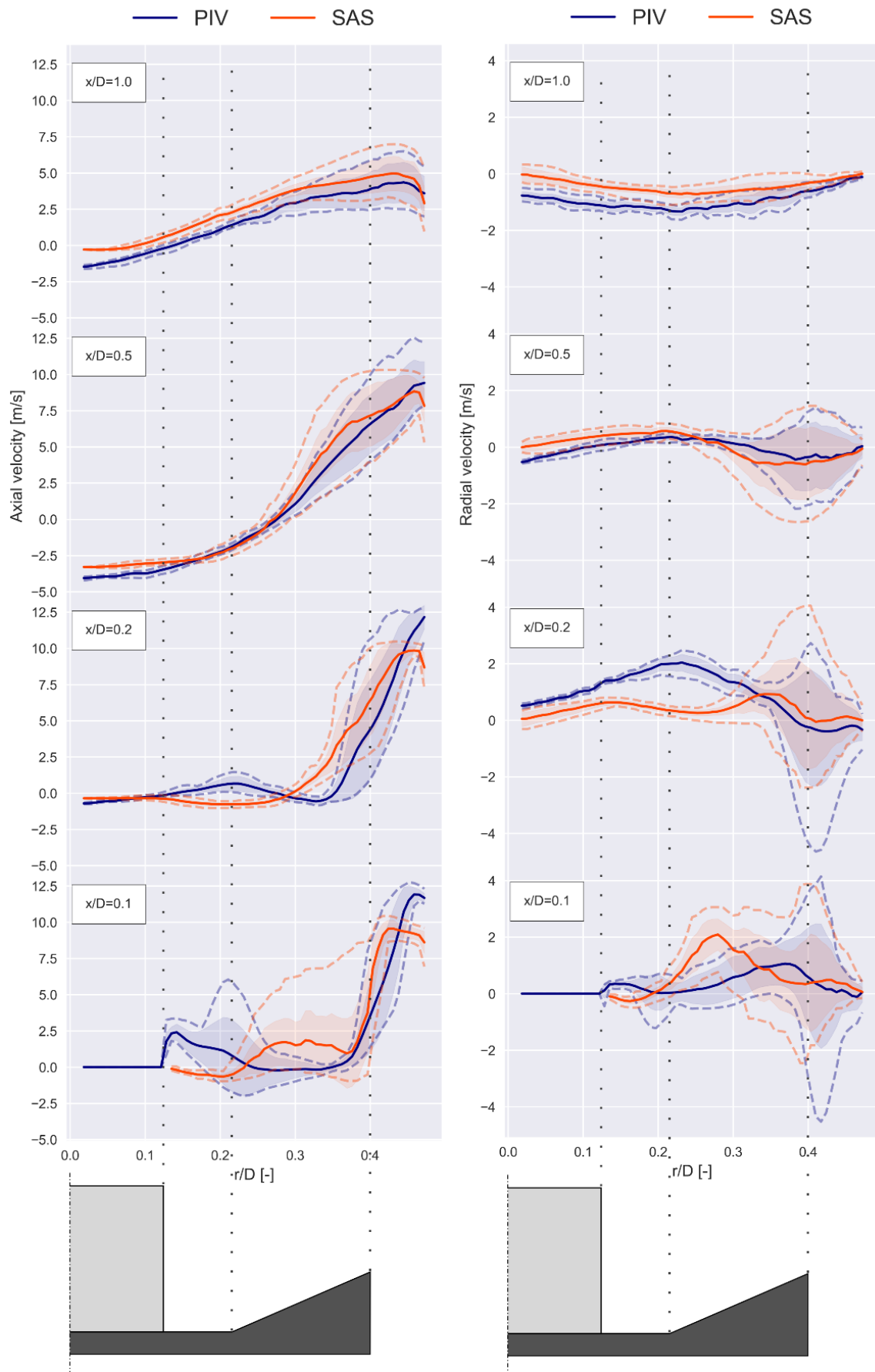
Model turbulence	
Model turbulence	Scale-Adaptive Simulation
	Curvature Correction
	Production Limiter
Metody řešení a nastavení řešiče	
Typ řešiče	Pressure-based
Čas	Transient
Schéma výpočtu	Coupled
Gradients	Least Squares Cell Based
Tlak	Second Order
Hybnost	Bounded Central Differencing
Turbulentní kinetická energie	Second Order Upwind
Turbulentní disipace	Second Order Upwind
Časový krok [s]	0,0001
Časová formulace	Bounded Second Order Implicit
Další nastavení	High Order Term Relaxation

5.7.2 Výsledky

Pro výpočet pomocí modelu turbulence SAS byly očekávány nejpřesnější výsledky ze všech použitých modelů. U tohoto modelu je totiž při použití dostatečně jemné sítě řešení i rozpad menších vírů, což v takto složitém vířivém proudění může mít pozitivní vliv na přesnost získaných charakteristik proudění. Kvůli dobré konvergenci tohoto modelu a zajištění dostatečně krátkého časového intervalu mezi iteracemi pro rozlišení rozpadu malých vírů je u tohoto modelu nutné použít velmi malý časový krok. V této simulaci byl v počáteční fázi (po inicializaci) časový krok delší pro rychlejší rozběh výpočtu a postupně byl zkrácen na 0,0001 s. Z důvodu krátkého časového kroku bylo nutné provést velké množství iterací pro nasimulování dostatečně dlouhé doby nejen pro ustálení proudění a sběr dat pro průměrované charakteristiky proudění, ale také pro sběr dat pro POD analýzu (více v kap.6). Celkově tak bylo v tomto výpočtu provedeno více než 400 tisíc iterací, což dokazuje vysokou časovou náročnost pro počítání pomocí modelu SAS a obecně modelů s detailnějším modelováním rozpadu vírů.

Při porovnání získaných rychlostních profilů s měřením (Obr. 5.22) se ukazuje dobrá přesnost tohoto modelu a poměrně přesný popis charakteru proudění. Rychlostní profily výpočtu i měření se shodují v trendech růstu i klesání a výpočet také dosahuje podobných maximálních hodnot velikosti rychlosti. Data z PIV měření nejsou z důvodu proveditelnosti měřena až k okraji potrubí a není na nich proto patrný pokles rychlosti v blízkosti stěny, kde platí podmínka ulpívání.

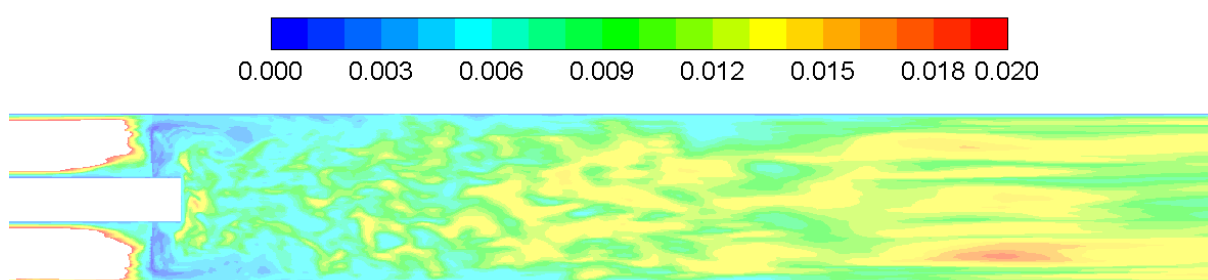
Recirkulační zóna má u tohoto modelu menší délku, což nejlépe odpovídá realitě. Tento fakt může být vyhodnocen na základě naměřených rychlostí zobrazených na podélném řezu (viz Obr. 5.32 a Obr. 5.33 na konci kapitoly). Z těchto dat je patrné, že hranice recirkulační zóny (křivka nulové axiální rychlosti) protíná osu přibližně ve vzdálenosti 350 mm od víříče. Dle vypočtených údajů končí recirkulační zóna cca ve vzdálenosti 310 mm od víříče, což odpovídá cca 1,03D. Tento rozdíl je patrný také na profilu axiální rychlosti na rovině 1D, která je dle SAS již blízko nule a dle PIV měření je to přibližně -1,4 m/s.



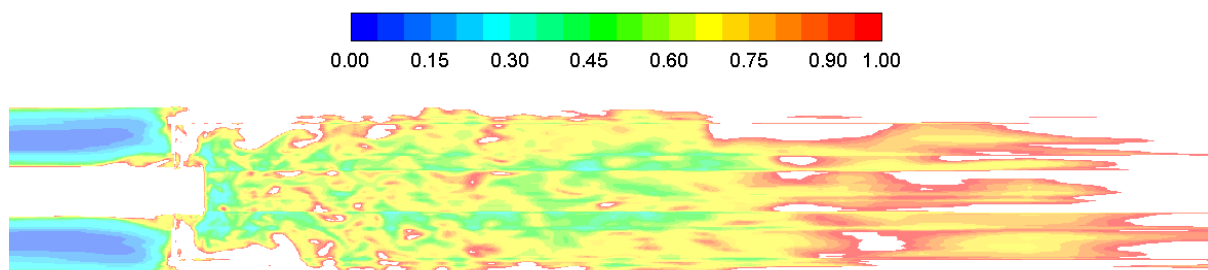
Obr. 5.22: Rychlostní profily za vřičem vypočtené modelem SAS a naměřené (PIV)

Na výpočtu pomocí SAS bylo také pro zajímavost ověřeno, jaké zde vychází integrální délkové měřítko. Vypočte se dle rov.4 a je to parametr, který de facto určuje velikost nejmenších vírů a napovídá, jaká musí být velikost buněk pro použití modelu LES a rozlišení nejmenších vírů, viz Obr. 5.23. Pro rozlišení víru je potřeba jej pokrýt minimálně dvěma buňkami ve směru všech os, takže maximální velikost buňky je pak polovina z tohoto měřítka. Bylo zjištěno, že pro síť v blízkosti stěn víříče by bylo pro LES nutno zjemnit síť přibližně 13 krát. Ve volném proudě by však většina objemu kvalitou sítě postačovala, viz Obr. 5.24. Na tomto obrázku je znázorněn poměr dvojnásobku délky buňky a integrálního délkového měřítka, který pro hodnotu menší než 1 vyjadřuje splnění této podmínky.

$$l_0 = \frac{k^{1,5}}{\varepsilon} \quad (4)$$



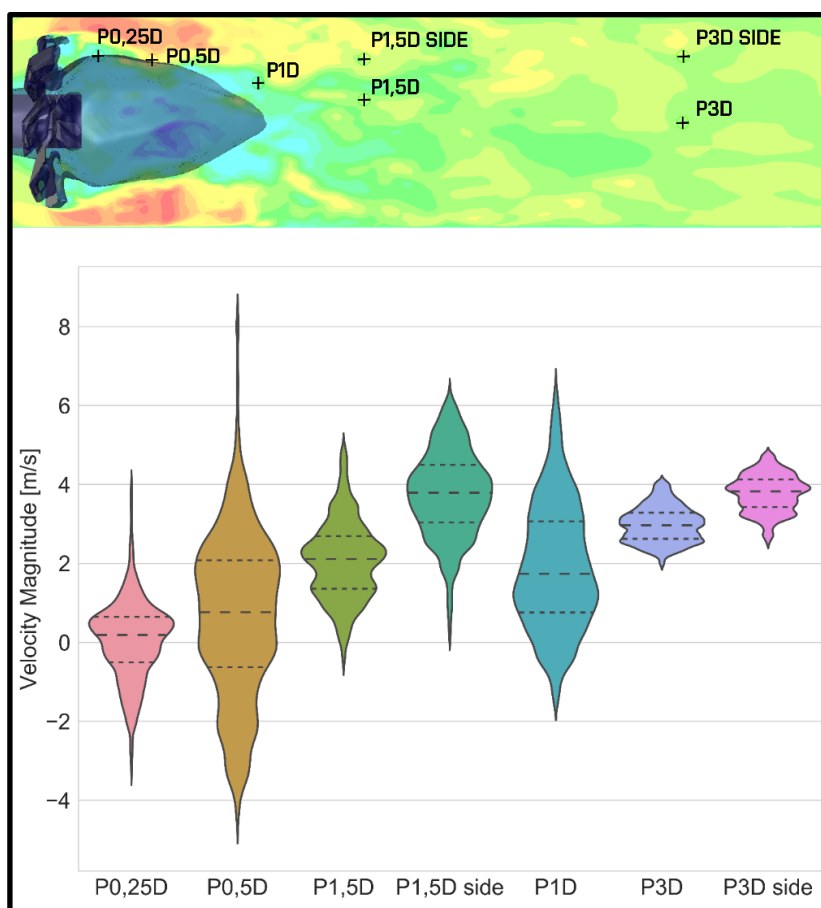
Obr. 5.23: Integrální délkové měřítko



Obr. 5.24: Poměr integrálního délkového měřítka a velikosti buňky

Na Obr. 5.25 jsou zobrazeny kontury okamžité axiální rychlosti a časově průměrovaný tvar recirkulační zóny. Při posouzení bodových rychlostí jsou na první pohled patrné obrovské rozkmity v hodnotách velikosti rychlosti. Nejmarkantnější je to u bodu P0,5D, který leží na hranici recirkulační zóny (průměrované) a zároveň je velmi blízko oblasti s maximální rychlostí. Vlivem nestacionarity proudění se tak tento bod dostává do oblasti zpětného proudění uvnitř recirkulační zóny i do silného proudu v axiálním směru a rychlost zde tak dosahuje hodnot od cca -5 m/s do 9 m/s.

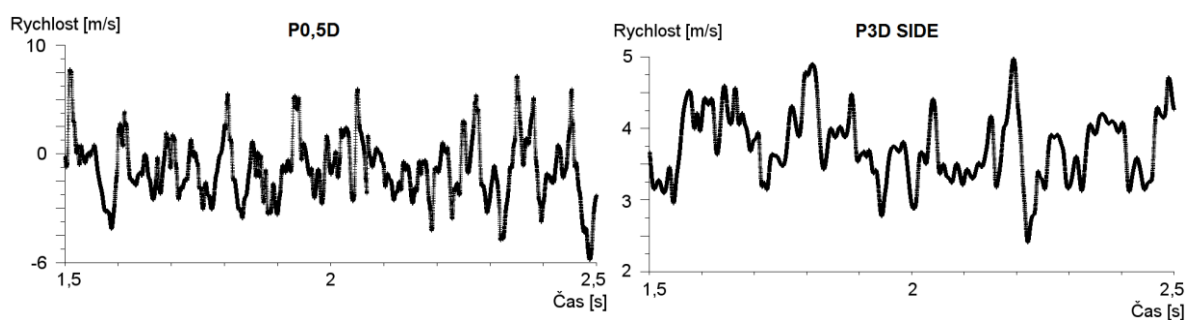
Stabilnější průběh hodnot je možné pozorovat ve větší vzdálenosti od víříče, kde se již proudění začíná stabilizovat. Zde to představují body na rovině ve vzdálenosti 3D od víříče. Na konturách okamžité rychlosti je vidět odlišnost ve výpočtu pomocí modelu SAS ve srovnání s průměrujícími modely a vynikají zde drobné vírové struktury a dynamika proudění. Jak je patrné z velkých rozkmitů bodových rychlostí a kontur okamžité rychlosti, je pro získávání obecných charakteristik proudění u nestacionární simulace potřeba vyhodnocovat tyto veličiny a průběhy pomocí časového průměrování.



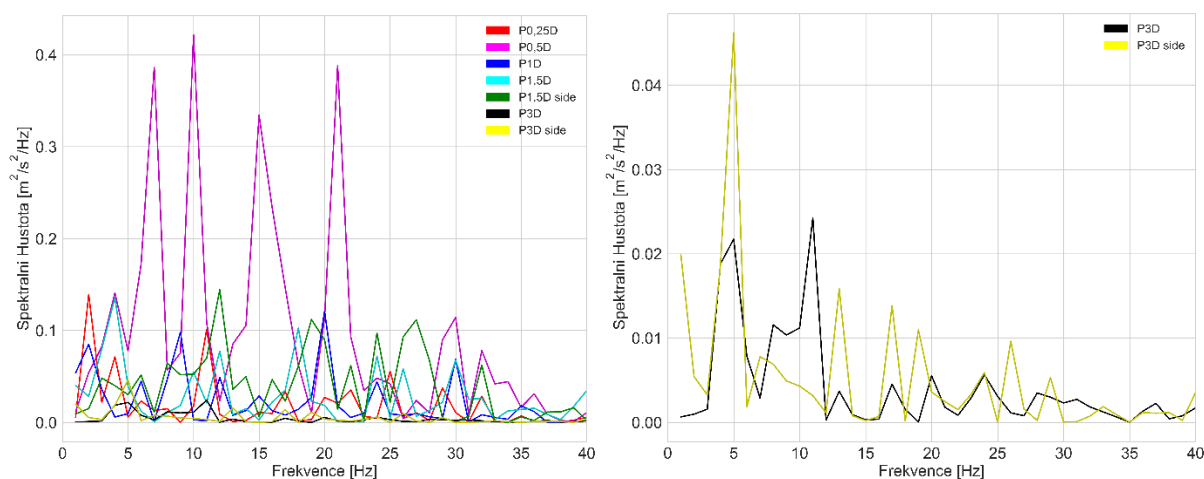
Obr. 5.25: Vyhodnocení velikosti rychlosti v bodech pro model SAS, vizualizace isoplochy nulové axiální rychlosti

Při vyhodnocování FFT analýzy je možno pozorovat množství významných frekvencí, které jsou poměrně hodně odlišné (cca od 5 Hz až po 30 Hz). Je to dáno charakterem modelu SAS a rozlišováním vírů různých měřítek, kdy malé víry budou představovat fluktuace s vyšší frekvencí a větší víry a hlavní proud budou mít frekvenci nižší. V bodech blízko víříče je proudění silně časově proměnné, projevuje se zde velká nestacionarita a nejsou zde výrazně dominantní frekvence.

Když jsou posouzeny pouze body ve větší vzdálenosti od víříče – zde to jsou body na rovině 3D (Obr. 5.27 vpravo) je již proudění výrazně ustálenější a významné frekvence jsou mnohem lépe rozlišitelné. Z uvedeného výsledku je možné odvodit, že hlavní a dominantní frekvence tohoto proudění je 5 Hz, následovaná frekvencí cca 9–12 Hz (dle uvažovaného bodu). Tyto vyšší frekvence by opět měly odpovídat vyšším složkám zkoumaného průběhu namodulovaných na základní průběh. Tyto složky jsou způsobeny právě rozpadem menších vírů.



Obr. 5.26: Časové průběhy rychlosti v bodech P0,5D a P3D side – model SAS

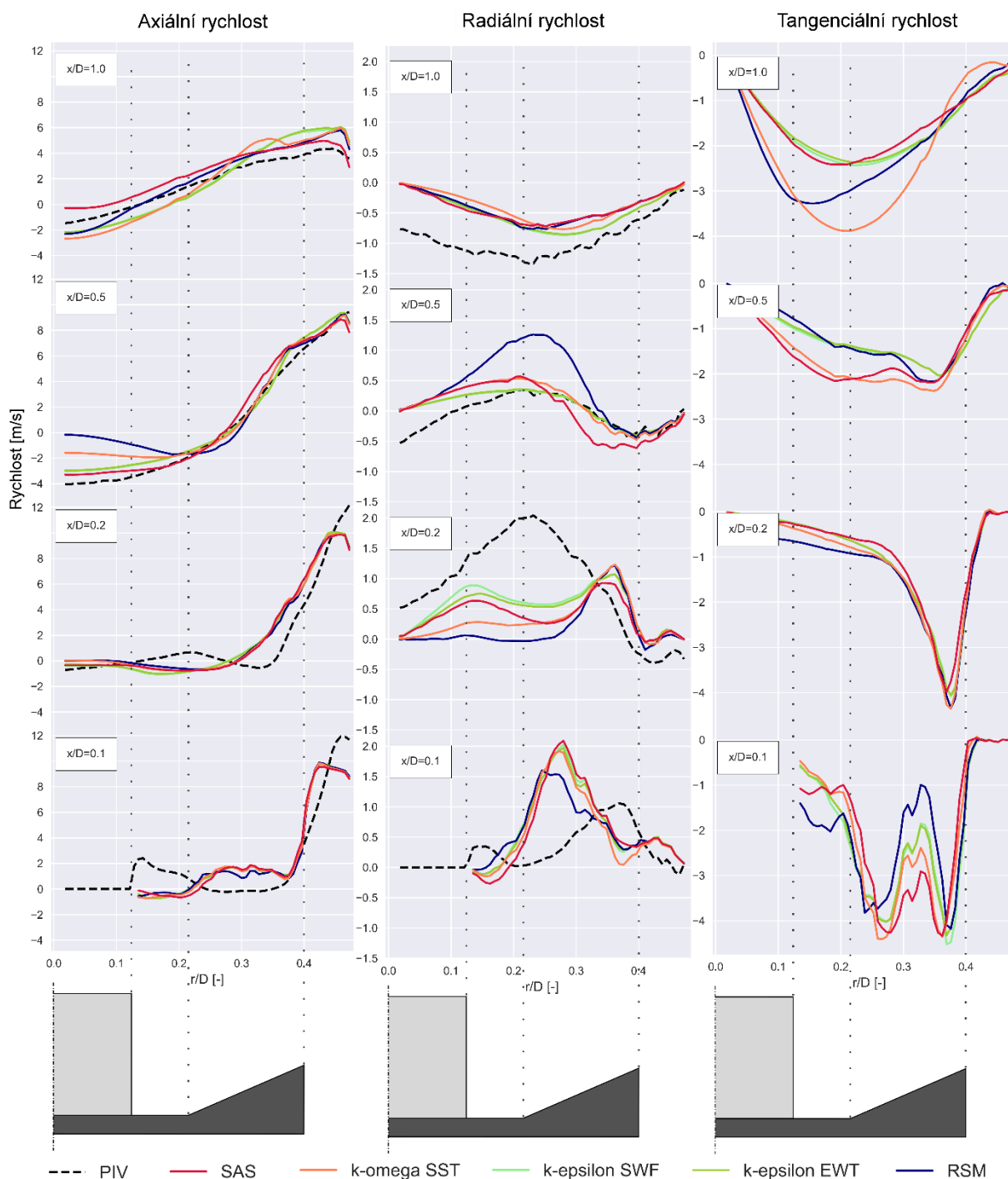


Obr. 5.27: FFT analýza bodových průběhů rychlosti, frekvence kmitání – model SAS

5.8 Srovnání modelů a zhodnocení výsledků

V předchozích podkapitolách bylo popsáno chování a byly shrnuty výsledky jednotlivých modelů turbulence a byly porovnány pouze s PIV měřením. Pro větší názornost a širší pohled na získané výsledky zde budou některé veličiny a průběhy porovnány ještě mezi sebou navzájem. Některé výsledky jsou zobrazeny pouze v této podkapitole kvůli větší přehlednosti.

5.8.1 Rychlostní profily



Obr. 5.28: Porovnání vypočtených rychlostních profilů ze všech modelů a měření PIV

Na Obr. 5.28 na předchozí straně jsou porovnány rychlostní profily všech modelů spolu s měřením PIV. Je zde doplněn také průběh tangenciální rychlosti na stejných rovinách jako průběh axiální a tangenciální rychlosti – tangenciální rychlost totiž metodou 2D PIV měření získána nebyla. Velmi zajímavé je, že se profily jednotlivých modelů turbulence až tolik neliší. Při posouzení shody axiální rychlosti je predikce modelů velmi podobná a dobře se shoduje i s měřením. Odlišnosti zde nastávají v jádru proudu, kde se axiální rychlosti liší dle tvaru a délky predikované recirkulační zóny.

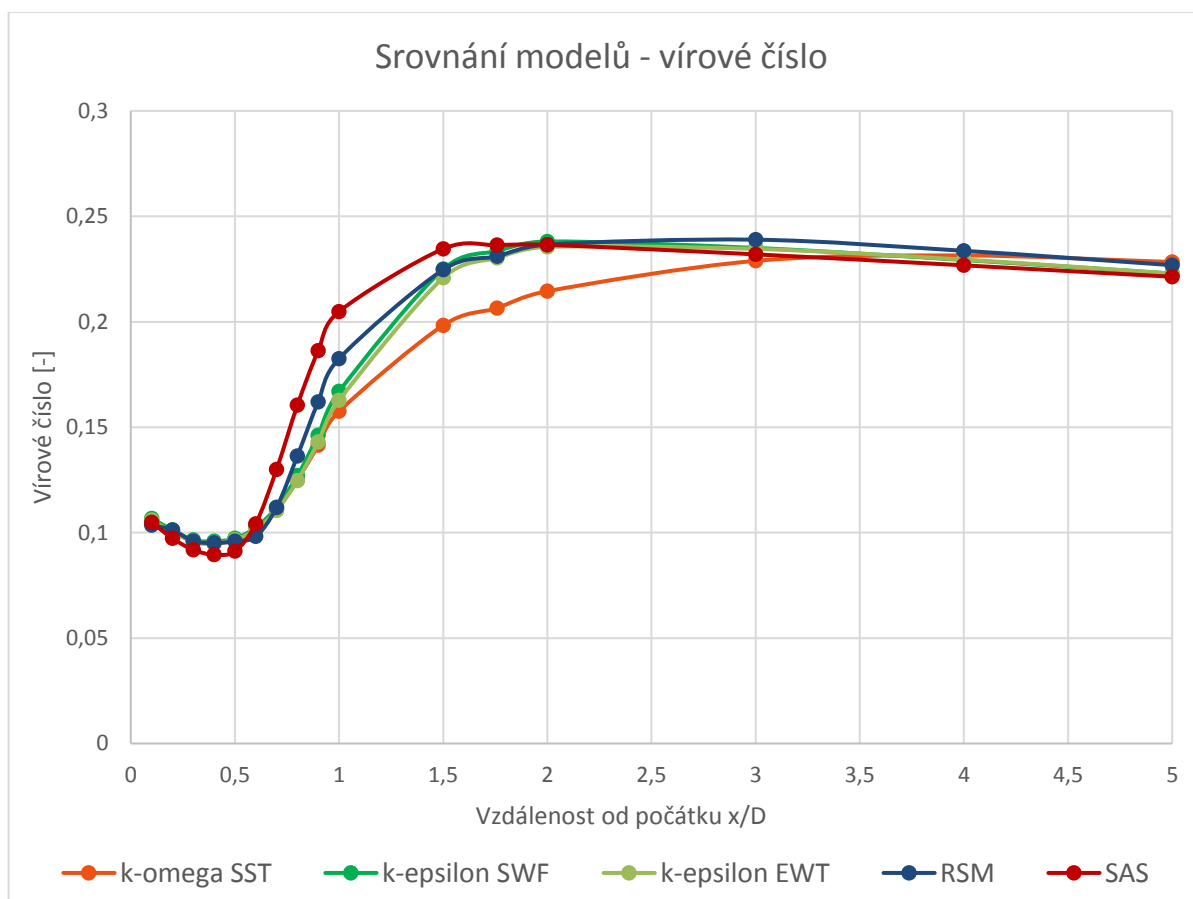
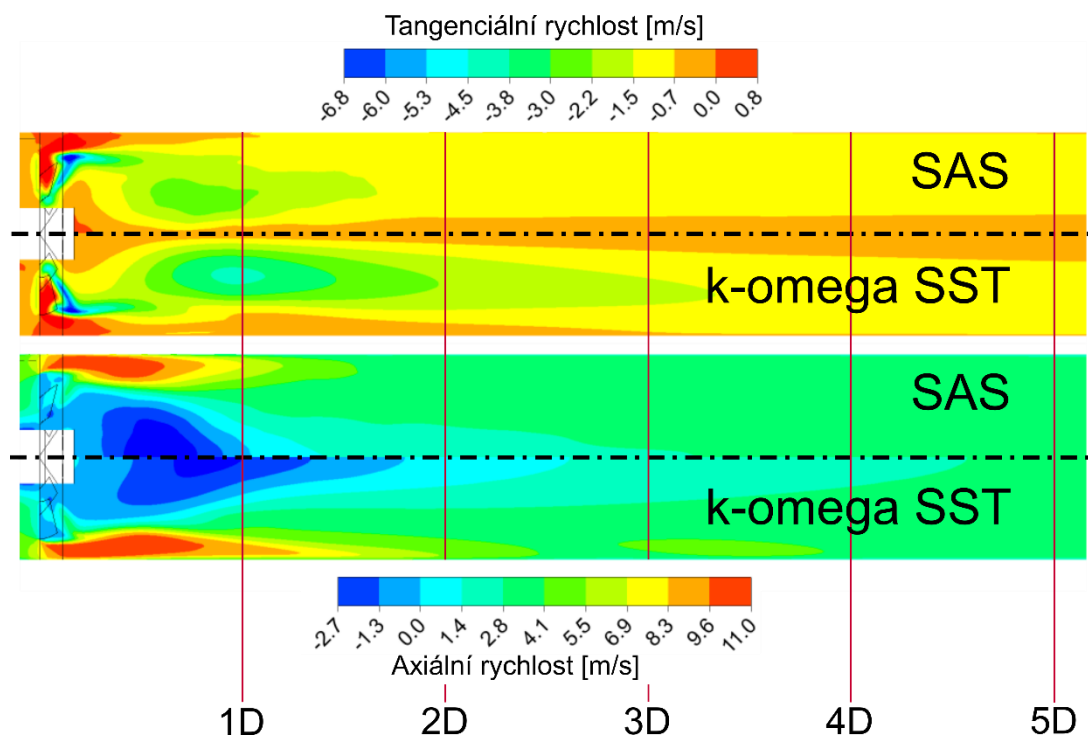
Záporné znaménko u tangenciální rychlosti znamená pravotočivý směr rotace. Zajímavé je velké odchýlení profilu tangenciální rychlosti modelu $k-\omega$ SST a RSM na ploše 1D při porovnání s modelem $k-\varepsilon$ a SAS. Znamená to, že na tomto řezu má tangenciální rychlost pro model $k-\omega$ SST mnohem vyšší maximální hodnotu přibližně na polovině průřezu. Toto maximum je patrné také na Obr. 5.29, kde jsou zobrazeny kontury tangenciální rychlosti pro model SAS i $k-\omega$ SST. Toto odchýlení je způsobeno odlišným tvarem a větší délkou recirkulační zóny.

5.8.2 Vírové číslo

Po délce potrubí ve směru po proudu bylo na příčných řezech vyhodnocováno vírové číslo. Hodnota vírového čísla je poměrně důležitou charakteristikou víříče, a proto bylo vyhodnoceno v celé sledované oblasti. Toto vyhodnocení bylo důležité také pro ověření správnosti trendu vývoje vírového čísla po délce potrubí. Určitý trend ve vývoji vírového čísla již byl získán při měření metodou žárové anemometrie [1]. Z tohoto trendu vyplývalo, že vírové číslo vzrůstá se vzrůstající vzdáleností od víříče, avšak tento trend se jevil jako nepříliš věrohodný. Byl uvažován předpoklad, že v blízkosti víříče bude vírové číslo vyšší než dále po proudu, vzhledem k vysoké míře přeměny axiální hybnosti na tangenciální ve víříči. Tedy vírové číslo by na základě tohoto předpokladu mělo s rostoucí vzdáleností od víříče klesat. Tento předpoklad se však ani ve výsledcích CFD simulace nepotvrdil, viz Obr. 5.29.

Nejprve za víříčem dochází k určitému poklesu vírového čísla, přibližně do vzdálenosti $0,5D$. Poté začne výrazně narůstat, přibližně do vzdálenosti $1,5D$ a následně opět mírně klesat. Odlišný průběh vírového čísla vykazoval především model $k-\omega$ SST, který nevykazoval od vzdálenosti $0,5D$ tak výrazný nárůst jako ostatní modely. Zároveň od $1,5D$ nezačalo vírové číslo klesat jako u ostatních modelů a slabě narůstalo až do vzdálenosti $4D$.

Vírové číslo je z definice poměr tangenciální ku axiální hybnosti, viz rov.5. V čitateli této rovnice je integrován součin poloměru a axiální i radiální složky rychlosti. Dalo by se tedy říci, že rychlosti v jednotlivých bodech na daném rovinném řezu jsou váženy na základě velikosti vzdálenosti od osy rotace, tedy že rychlosti v bodech blízko stěny (velký poloměr) mají větší váhu než rychlosti v blízkosti osy (malý poloměr). Vzhledem k záměru této práce, kterým je popis proudění za víříčem a jeho vliv na stabilizaci plamene, je však spíše předmětem zájmu oblast blíže k ose. Zde se nachází oblast recirkulační zóny a právě zde je primárním zájmem dobře popsat charakter proudění, tedy i vírové číslo. Vzhledem ke konstrukci víříče, který svou plochou vyplňuje velkou část průřezu potrubí, je velikost rychlosti největší u stěn vlivem obtékání tělesa víříče. Zde je také maximum axiální rychlosti. V těchto místech má tedy axiální rychlost převažující vliv. Má velkou váhu vlivem maximální vzdálenosti od osy a dosahuje zde maximálních hodnot.



Obr. 5.29: Axiální a tangenciální rychlost na podélném řezu, vírové číslo pro všechny modely po délce

Na základě úvah ohledně vážení rychlostí na základě vzdálenosti od osy byla vytvořena upravená rovnice vírového čísla (rov.7), kde je poloměr r u příslušného součinu s axiální rychlostí U nahrazen převrácenou hodnotou poloměru $\frac{1}{r}$. Touto úpravou je snížena váha axiální rychlosti s rostoucí vzdáleností od osy rotace. Průběh tohoto upraveného vírového čísla je zobrazen na Obr. 5.30 a je zde rozdíl především ve výraznějším poklesu vírového čísla cca od hodnoty 1,5D a celkově je průběh strmější v růstu i klesání. U některých modelů je také dosaženo vyšší maximální hodnoty vírového čísla.

Rovnice vírového čísla

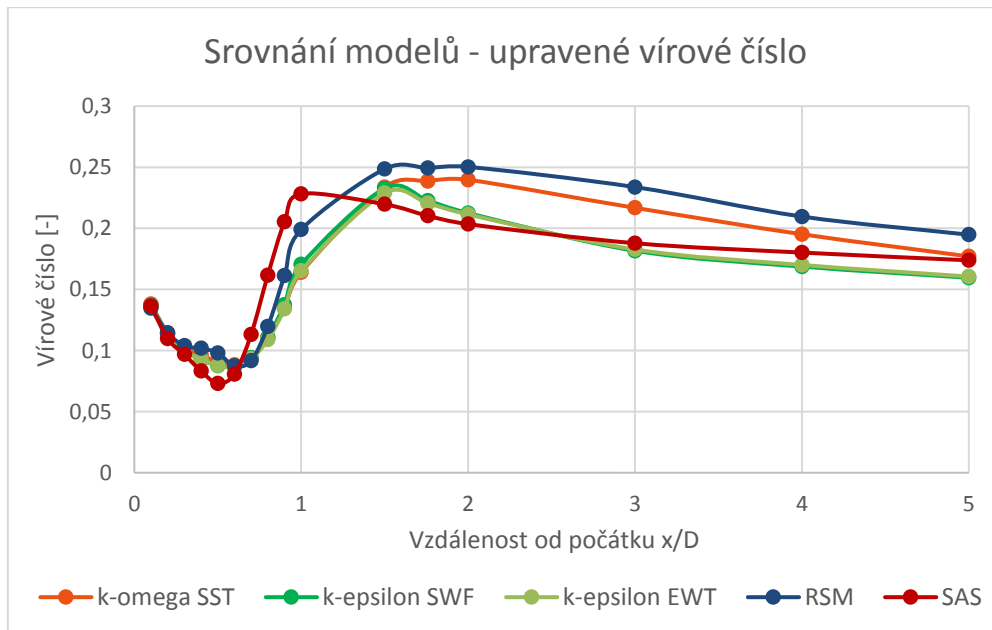
$$S = \frac{G_\varphi}{R \cdot G_x} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R \rho \cdot W \cdot U \cdot r^2 \cdot dr \cdot d\varphi}{R \cdot \left[\int_0^{2\pi} \int_0^R \rho \cdot U^2 \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi \right]} \quad (5)$$

Při použití této rovnice ve Fluentu je rov. 1.2 zjednodušena, protože výraz $r \cdot dr \cdot d\varphi$ je roven ploše A a při použití reportu typu integral jsou jednotlivé plochy kontrolních objemů (jejich váhy) sčítány (integrovány) a plocha je tedy již do výpočtu zahrnuta. Použitá rovnice (rov. 1.3) má tedy tvar:

$$S_{Fluent} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\int_0^A \rho \cdot W \cdot U \cdot r \cdot dA}{\int_0^A \rho \cdot U^2 \cdot dA} \quad (6)$$

Upravená rovnice vírového čísla má tento tvar:

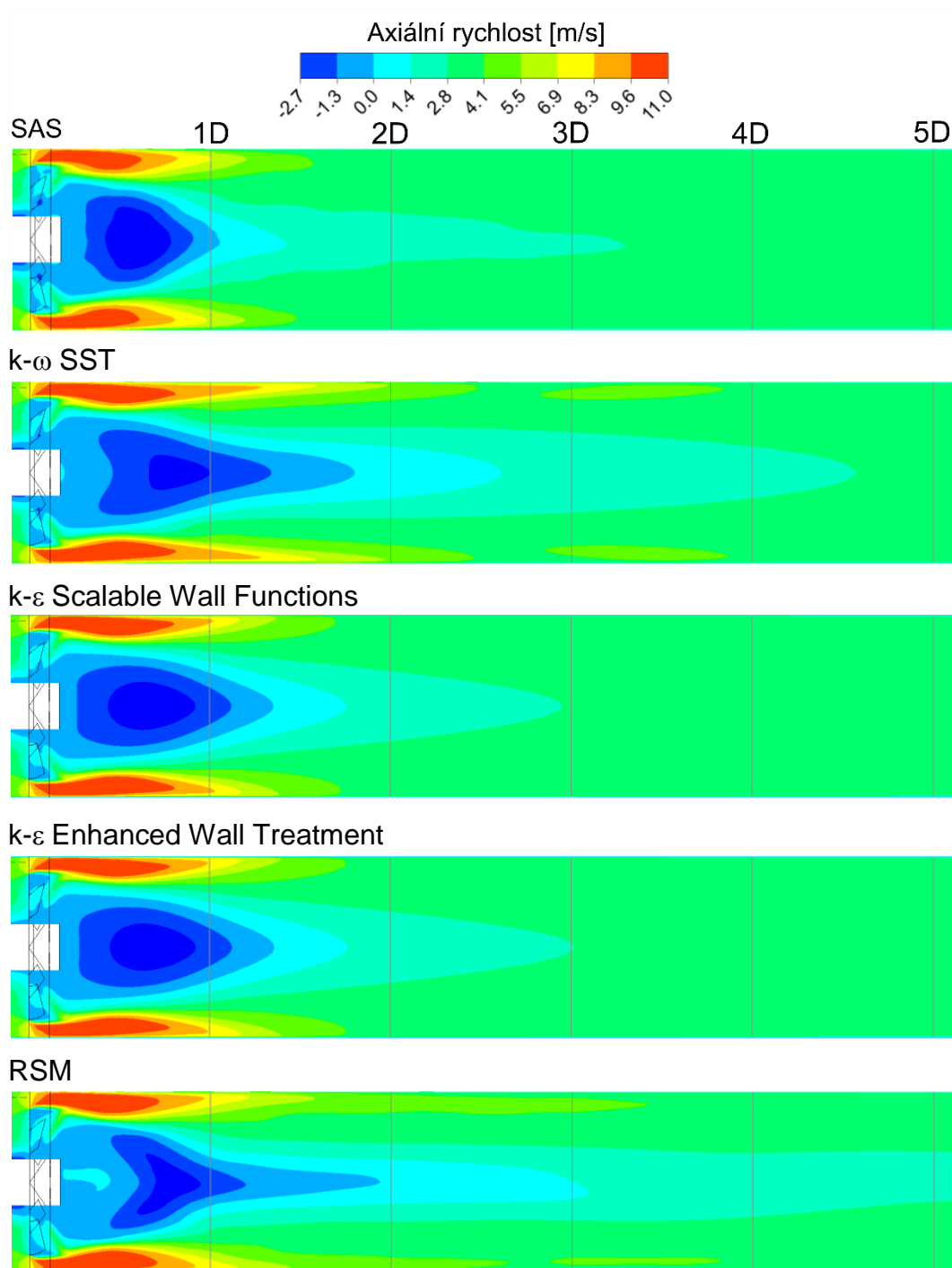
$$S_{upr} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\int_0^A \rho \cdot W \cdot r \cdot U \cdot \frac{1}{r} \cdot dA}{\int_0^A \rho \cdot U^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot dA} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\int_0^A \rho \cdot W \cdot U \cdot dA}{\int_0^A \rho \cdot U^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot dA} \quad (7)$$



Obr. 5.30: Upravené vírové číslo pro všechny modely turbulence po délce

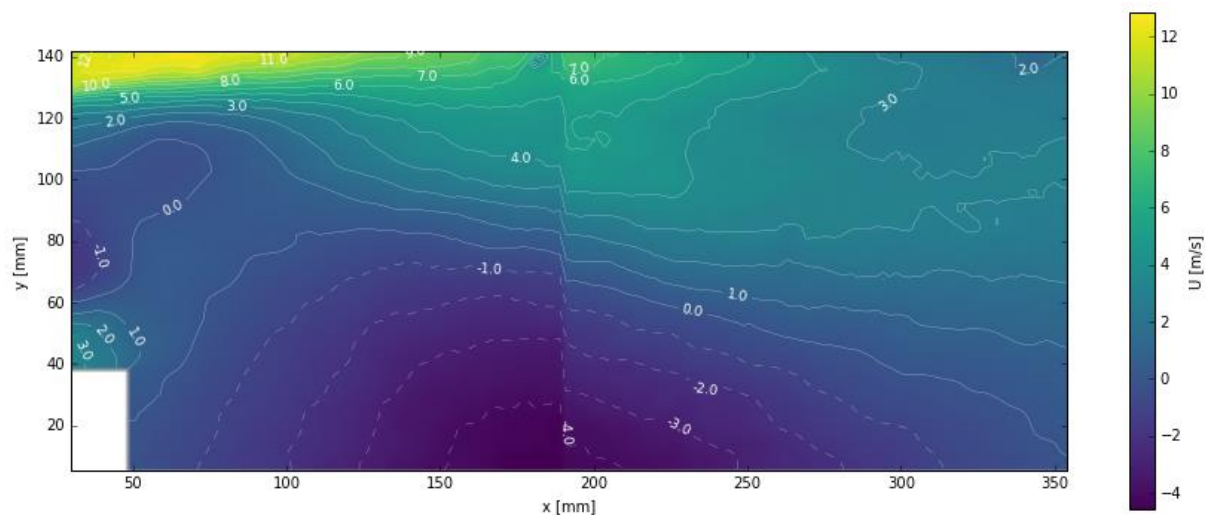
5.8.3 Axiální rychlost

Na Obr. 5.31 jsou znázorněny kontury časově průměrované axiální rychlosti na podélném řezu pro všechny modely turbulence. Barevná škála je stejná pro všechny modely, což umožňuje lepší porovnání. Z těchto kontur je také možné velmi dobře vyčíst velikost a tvar recirkulační zóny a ohraničit tak zónu zpětného proudění díky ostrému barevnému rozhraní na barevné škále v nule.

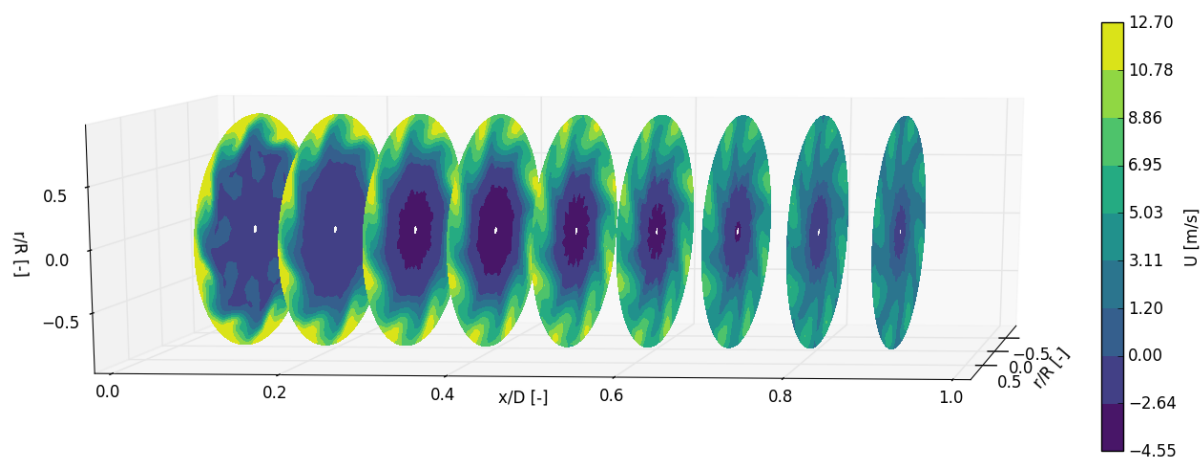


Obr. 5.31: Kontury časově průměrované axiální rychlosti na podélném řezu

Na Obr. 5.32 a Obr. 5.33 jsou zobrazeny axiální rychlosti získané pomocí měření PIV. Ze zobrazených průběhů je vidět hranice recirkulační zóny, kterou označuje křivka nulové axiální rychlosti. Z té je možno odečíst, že recirkulační zóna má délku cca 350 mm. Této hodnotě se nejvíce blížil model SAS, který predikoval délku cca 310 mm. Model k- ω SST predikoval délku 527 mm, podobně i model RSM a model k- ϵ okolo 400 mm.



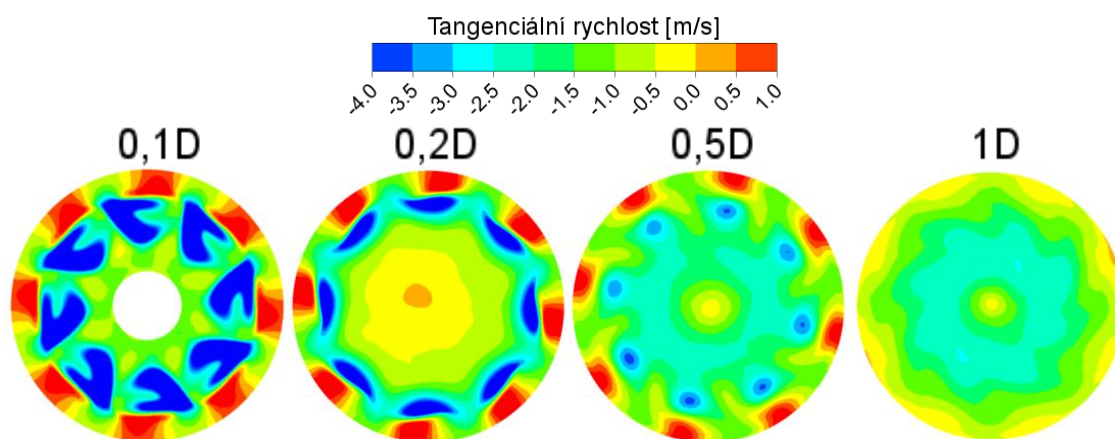
Obr. 5.32: Rychlosti naměřené metodou PIV zobrazené na podélném řezu



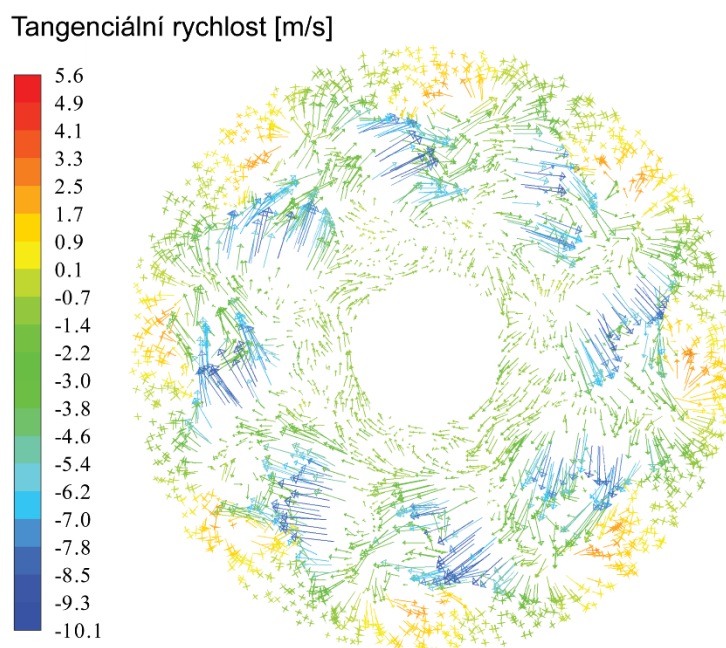
Obr. 5.33: Rychlosti naměřené metodou PIV zobrazené na příčných řezech

5.8.4 Tangenciální rychlost

Zajímavé je zobrazit také tangenciální rychlost na příčných řezech, viz časově průměrovaná tangenciální rychlost na Obr. 5.34. Je zde kupříkladu vidět, jak jsou rozloženy rychlosti po obvodu na jednotlivých poloměrech. Je z toho poté zřejmé, proč při vyhodnocování rychlostních profilů na průřezu vznikají tak výrazné odchylky od střední hodnoty. Ve velké blízkosti víříče jsou největší extrémy v maximální a minimální hodnotě rychlosti a postupně je průběh čím dál rovnoměrnější. Také je zde patrné rozložení lopatek, protože jejich tvar se projevuje i na tvaru tangenciální rychlosti, která byla ve víříči získána. Zajímavé jsou také oblasti s opačným směrem rotace. Záporná rychlost znamená pravotočivou rotaci (na těchto řezech je to ve směru hodinových ručiček). Kladné hodnoty jsou znázorněny oranžovou a červenou barvou a v těchto místech je rotace levotočivá. Je to opět dáno konstrukcí víříče – maximální hodnoty jsou dosaženy v mezilopátkové mezeře a proudění má šroubovicový charakter. V oblastech mezi jednotlivými „chody šroubovice“, kde proud neprocházel přímo mezerou mezi lopatkami tak dochází k zavírání. Lepší představu poskytnou vektory tangenciální rychlosti na rovině 0,1D, viz Obr. 5.35.



Obr. 5.34: Kontury časově průměrované tangenciální rychlosti pro model SAS na podélném řezu



Obr. 5.35: Vektory časově průměrované tangenciální rychlosti pro model SAS na rovině 0,1D

5.8.5 Rychlost mísení

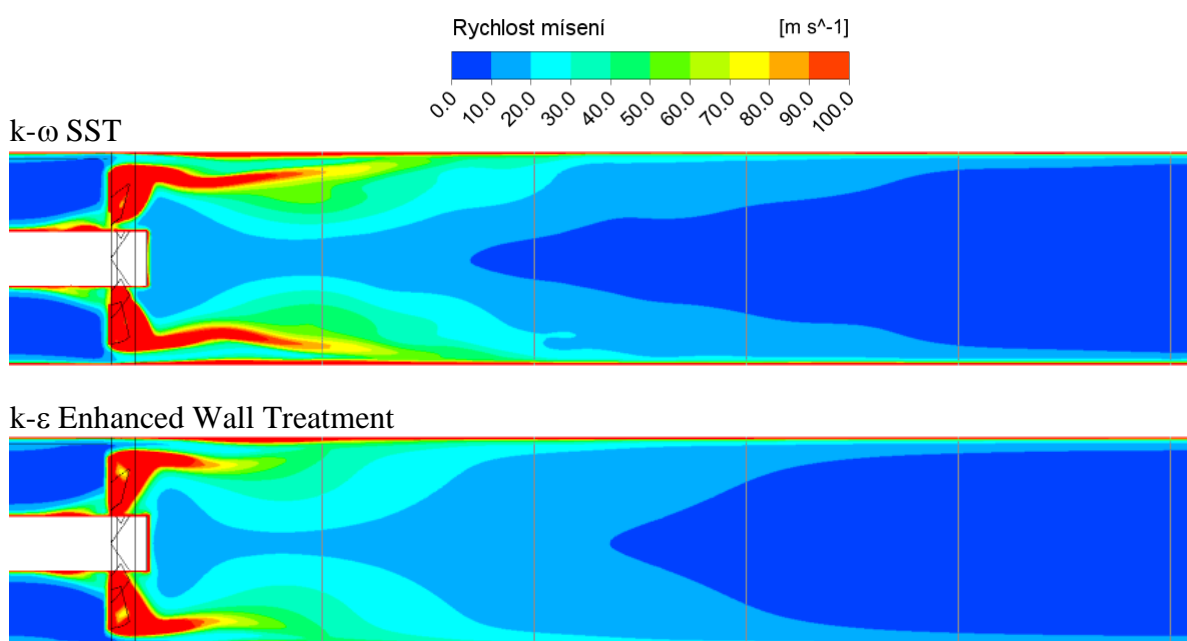
Jednou z důležitých funkcí vířiče je také mísení paliva a spalovacího vzduchu. V tomto hořáku není směs předmísená a mísí se až ve spalovacím prostoru. Pro správné a stabilní hoření je nutné dobré promísení směsí. Pro modelování spalování je v CFD nejčastěji využíván Eddy-Dissipation Model (EDM) a v tomto modelu je zohledňována také rychlost mísení. Základní rovnice modelu spalování EDM představují rov. 1.5 a rov. 1.6.

$$R_{i,r} = v'_{i,r} \cdot M_{w,i} \cdot A \cdot \rho \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot \min_R \left(\frac{Y_R}{v'_{R,r} \cdot M_{w,R}} \right) \quad (8)$$

$$R_{i,r} = v'_{i,r} \cdot M_{w,i} \cdot A \cdot B \cdot \rho \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{\sum_P Y_P}{\sum_j^N v''_{j,r} \cdot M_{w,j}} \quad (9)$$

Je zde vypočítán molární tok vzniku/zániku látky i v reakci r - $R_{i,r}$. Tyto rovnice jsou závislé na molární hmotnosti látky $M_{w,i}$, koncentraci produktů Y_P , koncentraci reaktantů Y_R , empirických konstantách A, B , stechiometrických koeficientech reaktantů/produktů $v'_{i,r}/v''_{i,r}$ a také na rychlosti mísení směsi, která je představována poměrem $\frac{\varepsilon}{k}$, což je poměr turbulentní disipace ε a kinetické energie turbulence k .

Z tohoto poměru používaného v modelu spalování tak můžeme vyjít i zde při tomto vyhodnocení rychlosti mísení. Z tohoto poměru je získána rychlost mísení platí, že čím větší je tento poměr, tím je rychlejší mísení. Převrácená hodnota tohoto poměru, tedy $\frac{k}{\varepsilon}$ je nazývána Mixing-Time Scale a představuje dobu potřebnou na promísení. To znamená, že čím větší je tento poměr, tím pomaleji mísení probíhá. Funkce pro výpočet rychlosti mísení byla doplněna až po dokončení výpočtu a nebylo proto možné vyhodnotit časově průměrované hodnoty. Jsou tedy zobrazeny okamžité hodnoty získané modelem $k-\omega$ SST a $k-\varepsilon$. Na konturách rychlosti mísení je i tak vidět výrazně zprůměrovaný průběh, což je typické pro modely RANS. Podobný průběh byl pozorován i pro ostatní RANS modely ($k-\varepsilon$ SWF a RSM). U modelu SAS je velká časová proměnlivost a pro vyhodnocení by bylo nutné provést časové průměrování.



Obr. 5.36: Kontury rychlosti mísení na podélném řezu

6 Vlastní ortogonální dekompozice (POD)

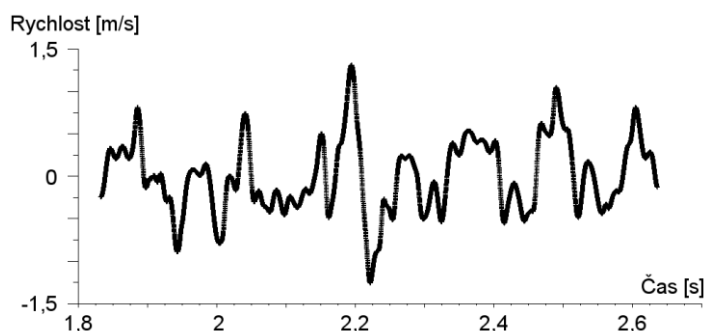
6.1 Popis metody

Princip této metody vychází z faktu, že dynamický děj v mechanice kontinua je možné vyjádřit jako součet dílčích dějů [36]. Jedná se o lineární metodu, kterou je ale možné aplikovat na nelineární úlohy. Touto analýzou je možné získat vlastní tvary proudění (módy), což jsou u nestacionárního proudění dominantní (koherentní) struktury, které nejvíce přispívají k celkové energii proudění. Principem by se dala tato analýza pro proudění přirovnat k modální analýze v mechanice. Hlavními výstupy této analýzy jsou vlastní tvary proudění, jejich relativní energie dle příspěvku k celkovému proudění, časové průběhy módů a dále možnost rekonstrukce originálního proudění v časovém okamžiku za pomoci módů s největší energií [37]. V případě proudění s dominantními strukturami může být toto proudění často popsáno několika prvními módy. S tím souvisí chyba spojená se zanedbáním ostatních módů. Příspěvek těchto módů je však většinou již poměrně zanedbatelný [36].

Rozlišují se 2 přístupy na základě použití:

- Přímá metoda – použití tam, kde je počet časových okamžiků (snímků) větší, než počet bodů sledované oblasti
- Metoda snapshotů – použití pro úlohy, kde je větší počet bodů sledované oblasti, než počet časových okamžiků – typicky data získaná pomocí PIV nebo CFD.

Zde byla tedy použita metoda snapshotů a vyhodnocována byla rychlostní pole na podélném řezu potrubím ve vzdálenosti od 0 (vířič) až do vzdálenosti 3D (0,9 m) za vířičem. Dekompozice byla provedena pro rychlostní pole flukтуаční složky rychlosti (byla odečtena střední hodnota rychlosti). Použita byla data ze simulace pomocí modelu turbulence SAS s časovým krokem 0,0001. Časový interval pro POD by měl pokrývat několik opakování sledované nestability a měl by odpovídat celočíselnému násobku periody signálu. Na Obr. 6.1 je zobrazen průběh rychlosti v bodě „P3D side“, tedy v bodě ve vzdálenosti 3D od vířiče a umístěného dále od osy. V tomto bodě je ze všech sledovaných bodů nejvíce ustálený průběh. Z průběhu je však jasné, že určit správný časový úsek pro POD je velmi obtížné. Analýza byla provedena od snímku v čase 1,8318 s po 2,636 s, tedy celkem 8043 snímků. Data byla zpracována v programovacím jazyku Python, viz Příloha č.2.

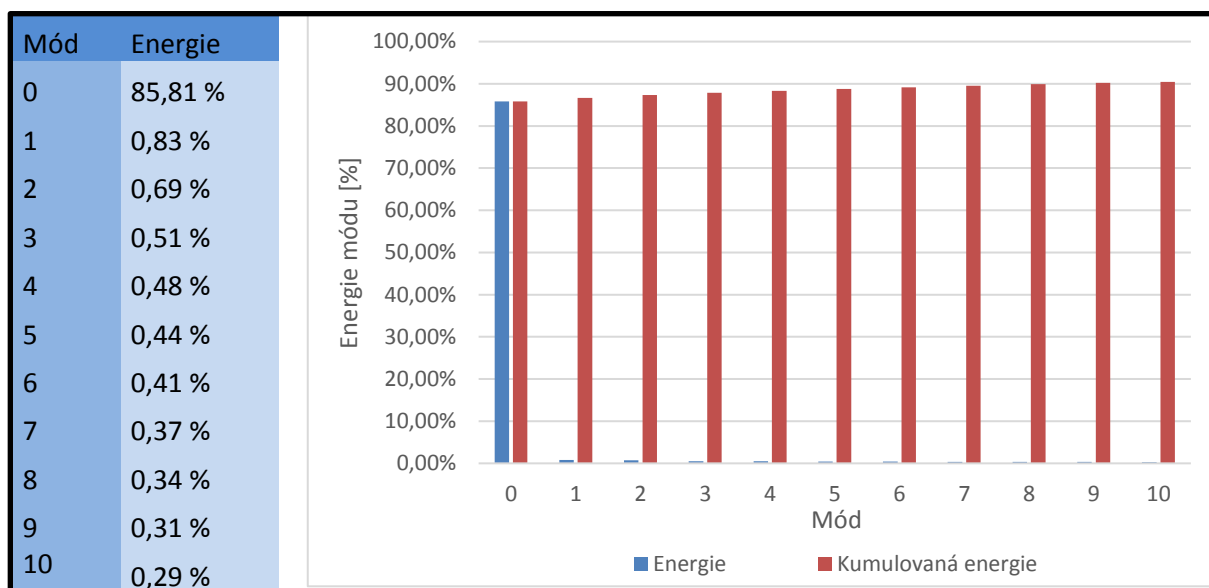


Obr. 6.1: Průběh bodové rychlosti v čase v bodě P3D side

Vyhodnocení pomocí metody POD je v této práci jen doplňkovou analýzou a není primárním cílem, proto zde nebude rozebírána matematická podstata metody a postup řešení. V případě potřeby je možno čerpat z velmi dobře zpracovaných materiálů Rudolf et al., 2015 [38], Urban, 2017 [36] nebo Jíždny, 2011 [37].

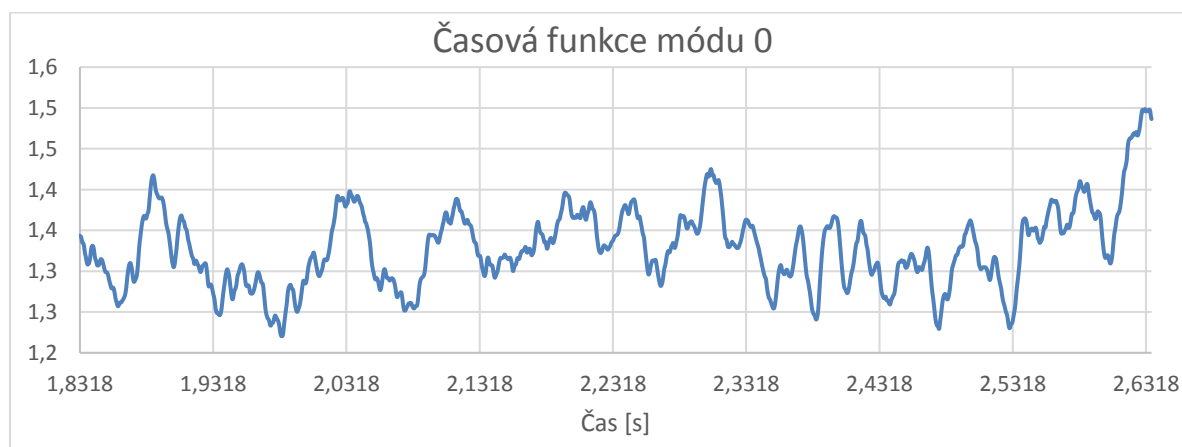
6.2 Výsledky analýzy

Výstupem této analýzy jsou vlastní tvary proudění, tedy módy. Prvním důležitým výsledkem jsou energie vlastních tvarů – jednotlivých módů. Nultý mód je hlavní strukturou proudění a nese s sebou nejvíce energie, tedy v největší míře utváří charakter proudění. Dalo by se říci, že tímto módem je vyjádřen i jakýsi průměrný průběh proudění. Energie vlastních tvarů jsou zobrazeny a vyčísleny na Obr. 6.2. Na tomto grafu je vidět jasná dominance nultého módu, který vnáší do proudění téměř 86 % energie. Další módy již mají energii menší, než 1 %. Na grafu je také kumulovaný graf energie módů, který by po sečtení energie všech módů dosáhl 100 %. Zde jsou zobrazeny hodnoty prvních 10 módů pro představu o jejich příspěvku k průběhu proudění a nastínění trendu vývoje energie dalších módů. Výrazná dominance nultého módu je dána také tím, že v této úloze proudění za vířičem se nejedná o čistě periodický děj a většina energie je tak shrnuta v prvním módu. Tento fakt koresponduje s provedenou FFT analýzou na Obr. 5.27, kde nejsou zastoupeny významné dominantní frekvence.



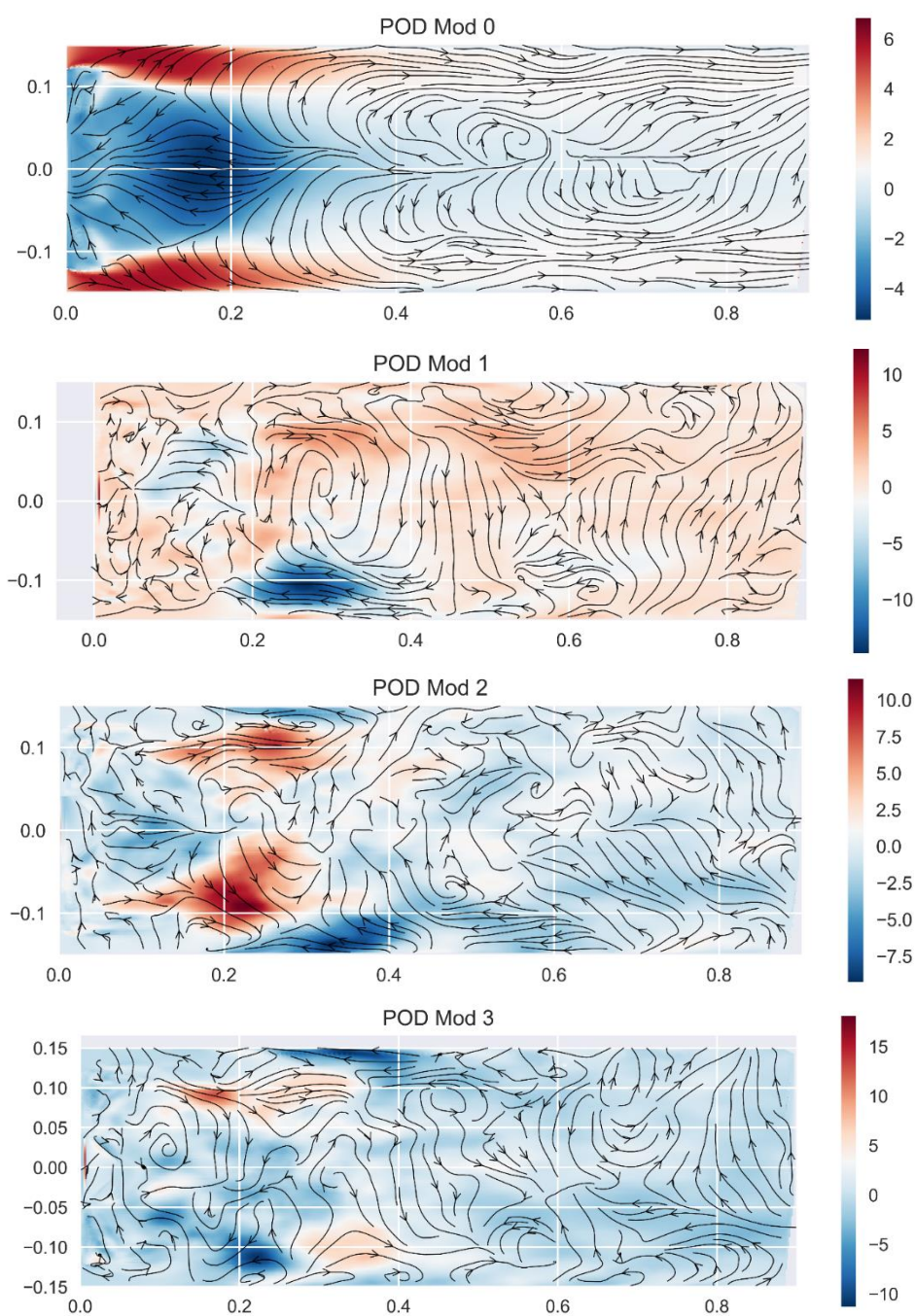
Obr. 6.2: Energie vlastních tvarů – módů proudění

Na Obr. 6.3 je znázorněn časový průběh časové funkce módu 0, který ukazuje, že se nejedná o periodický děj. Je to znázornění časové závislosti axiální složky rychlosti módu 0.



Obr. 6.3: Časový průběh axiální složky rychlosti módu 0

Na Obr. 6.4 jsou zobrazeny průběhy prvních čtyř módů proudění. Tím, že výpočetní síť pro simulace neobsahovala pravidelný rastr hodnot, byly výsledky pro možnost vizualizace pomocí jazyka Python (viz Příloha č.3) interpolovány kubickou interpolací na pravidelný rastr. Na něm byly zobrazeny kontury axiální složky rychlosti a zároveň byly zobrazeny proudnice těchto módů. Pomocí kontur axiální rychlosti je možné odlišit zpětné proudění (modrá barva) a dopředné proudění (červená barva). Především na nultém módu jsou vidět hlavní rysy proudění, výrazná recirkulační zóna, vysoké lokální rychlosti na krajích potrubí. Je možno pozorovat také určité zpětné proudění a víry v jádru proudu za recirkulační zónou, které se od vzdálenosti 2D začíná obracet. Pro model SAS, z něhož pochází data pro tuto analýzu, končí recirkulační zóna přibližně ve vzdálenosti 1D (0,3 m), což i zde odpovídá oblasti s nejtmaší modrou barvou. Z průběhu prvního módu je možno usuzovat na rotaci ve smyslu hodinových ručiček na podélném řezu ve vrchní části recirkulační zóny.



Obr. 6.4: Vlastní tvary (módy) proudění

7 Závěr

V této práci byly predikovány rychlosti za vířičem procesního hořáku pomocí numerických simulací proudění. Celkem bylo pro porovnání použito pět modelů turbulence, z nichž čtyři byly typu RANS a jeden typu SRS. Z průměrovaných modelů (RANS) byly použity konkrétně $k-\omega$ SST, $k-\varepsilon$ Realizable se stěnovými funkcemi SWF, $k-\varepsilon$ Realizable se stěnovými funkcemi EWT a RSM Stress-Omega. Z modelů s proměnlivým měřítkem (SRS) byl vybrán model SAS. Pro model $k-\omega$ SST byly provedeny stacionární simulace (RANS) i nestacionární simulace (URANS). Výpočty pro zbývající modely byly provedeny jako nestacionární. Pro ověření nezávislosti výpočtu na použité síti byly pomocí modelu $k-\omega$ SST provedeny simulace na dvou rozdílných sítích a tím byla ověřena nezávislost řešení. Po dokončení simulací byla získaná data porovnána s daty naměřenými metodou PIV. Dále byly v rámci této práce ve spolupráci s TU Liberec provedeny přípravy na stereoskopické PIV měření rychlostních profilů za vířičem. Na závěr byla na vypočtená data použita analýza Vlastní ortogonální dekompozice pro získání vlastních tvarů proudění. Pro vyhodnocování a porovnání výsledků byly vytvořeny skripty pro zpracování dat v programovacím jazyku Python (viz Přílohy).

Hlavní závěry plynou z porovnání vypočtených a naměřených rychlostních profilů. Z tohoto porovnání byla vyhodnocena přesnost jednotlivých modelů při predikci rychlostních profilů a tvaru recirkulační zóny. Na základě délky recirkulační zóny se nejlépe shodoval model SAS, následovaný modelem $k-\varepsilon$. Modely RSM a $k-\omega$ SST predikovaly výrazně delší recirkulační zónu. S tvarem recirkulační zóny byly spojeny také rychlostní profily v jádru proudu a ty se pro jednotlivé modely mírně lišily. Mimo tuto oblast však všechny modely predikovaly velmi podobné průběhy. Dalším důležitým závěrem je porovnání vírového čísla po délce. Z něj je patrné, že všechny modely dosahují velmi podobných maximálních hodnot vírového čísla. Odlišují se především průběhy po délce, nicméně ne nějak významně. Výrazněji ve srovnání s ostatními modely se odlišuje pouze model $k-\omega$ SST. Pro modelování vířivého proudění v tomto hořáku byl nejpřesnější model SAS. Z hlediska výpočetních nároků by do budoucna pro úlohu spalování v celé peci byl vhodnější některý z modelů RANS. Potenciál má model $k-\varepsilon$, ale také data získaná z modelu RSM jsou použitelná. Model $k-\omega$ SST se od ostatních modelů ve výsledcích mírně odchyloval, nicméně jeho predikce byla také uspokojivá.

Na základě vypočtených dat byla vyhodnocena také rychlost mísení směsi pro spalování. Byla identifikována místa s největší rychlostí mísení, která jsou na Obr. 5.36 znázorněna červenou barvou. Toho může být využito při optimalizaci hořáku tím, že budou jeho trysky nasměrovány do těchto míst a bude tím zajištěno intenzivnější promíchávání směsi, které povede k redukování množství emisí NO_x .

Seznam použitých zdrojů

- [1] V. Zejda, „Měření rychlostních profilů za vířičem“. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015.
- [2] A. K. Gupta, D. G. Lilley, a N. Syred, *Swirl Flows*. Abacus Press, 1984.
- [3] J. Vondál, M. Dohnal, V. Zejda, a J. Hájek, „Velocity measurement downstream of axial guide vane swirl generator“, s. 4, 2017.
- [4] F. Vashahi, S. Lee, a J. Lee, „Experimental analysis of the swirling flow in a model rectangular gas turbine combustor“, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, roč. 76, s. 287–295, zář. 2016.
- [5] N. Syred, „A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems“, *Prog. Energy Combust. Sci.*, roč. 32, č. 2, s. 93–161, led. 2006.
- [6] „Large Eddy Simulations of Swirling Non-premixed Flames With Flamelet Models: A Comparison of Numerical Methods“, *ResearchGate*. [Online]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/257518791_Large_Eddy_Simulations_of_Swirling_Non-premixed_Flames_With_Flamelet_Models_A_Comparison_of_Numerical_Methods. [Viděno: 07-bře-2018].
- [7] J. Vondál a J. Hájek, „Prediction of flow through swirl generator and validation by measured data“, *J. Phys. Conf. Ser.*, roč. 318, č. 2, s. 022026, 2011.
- [8] „Characterization of Different Actuator Designs for the Control of the Precessing Vortex Core in a Swirl-Stabilized Combustor“, *ResearchGate*. [Online]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/320207780_Characterization_of_Different_Actuator_Designs_for_the_Control_of_the_Precessing_Vortex_Core_in_a_Swirl-Stabilized_Combustor. [Viděno: 07-bře-2018].
- [9] „Spray Combustion in Swirling Flow (Chapter 12) - Coarse Grained Simulation and Turbulent Mixing“, *Cambridge Core*. [Online]. Dostupné z: [/core/books/coarse-grained-simulation-and-turbulent-mixing/spray-combustion-in-swirling-flow/EB5399A2E5F056509B988D9996E2284A](https://www.cambridge.org/core/books/coarse-grained-simulation-and-turbulent-mixing/spray-combustion-in-swirling-flow/EB5399A2E5F056509B988D9996E2284A). [Viděno: 07-dub-2018].
- [10] R. K. Cheng *et al.*, „Scaling and development of low-swirl burners for low-emission furnaces and boilers“, *Proc. Combust. Inst.*, roč. 28, č. 1, s. 1305–1313, led. 2000.
- [11] V. H. Rapp, R. K. Cheng, a P. L. Therkelsen, „A high turndown, ultra low emission low swirl burner for natural gas, on-demand water heaters“, 2017.
- [12] J. Zhou, C. Du, S. Liu, a Y. Liu, „Comparison of three types of swirling generators in coarse particle pneumatic conveying using CFD-DEM simulation“, *Powder Technol.*, roč. 301, s. 1309–1320, lis. 2016.
- [13] A. D. Rocha, A. C. Bannwart, a M. M. Ganzarolli, „Numerical and experimental study of an axially induced swirling pipe flow“, *Int. J. Heat Fluid Flow*, roč. 53, s. 81–90, čer. 2015.
- [14] B. Chen, K. Ho, Y. A. Abakr, a A. Chan, „Fluid dynamics and heat transfer investigations of swirling decaying flow in an annular pipe Part 2: Fluid flow“, *Int. J. Heat Mass Transf.*, roč. 97, s. 1012–1028, čer. 2016.

- [15] J. Fík, *Spalování plynných paliv a plynové hořáky*, 1. vyd. Praha: GAS, 2004.
- [16] P. Stehlík, „Emissions Reduction Primary Measures“, prezentováno v KEE Lectures, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav procesního inženýrství, 2017.
- [17] C. E. Baukal, Ed., *Industrial burners handbook*. Boca Raton: CRC Press, 2004.
- [18] B. Čosić, B. C. Bobusch, J. P. Moeck, a C. O. Paschereit, „Open-Loop Control of Combustion Instabilities and the Role of the Flame Response to Two-Frequency Forcing“, *J. Eng. Gas Turbines Power*, roč. 134, č. 6, s. 061502-061502–8, dub. 2012.
- [19] Y. M. Al-Abdeli a A. R. Masri, „Review of laboratory swirl burners and experiments for model validation“, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, roč. 69, s. 178–196, pro. 2015.
- [20] K. Merkle, H. Haessler, H. Büchner, a N. Zarzalis, „Effect of co- and counter-swirl on the isothermal flow- and mixture-field of an airblast atomizer nozzle“, *Int. J. Heat Fluid Flow*, roč. 24, č. 4, s. 529–537, srp. 2003.
- [21] G. Ding, X. He, Z. Zhao, B. An, Y. Song, a Y. Zhu, „Effect of dilution holes on the performance of a triple swirler combustor“, *Chin. J. Aeronaut.*, roč. 27, č. 6, s. 1421–1429, pro. 2014.
- [22] H. Mak a S. Balabani, „Near field characteristics of swirling flow past a sudden expansion“, *Chem. Eng. Sci.*, roč. 62, č. 23, s. 6726–6746, pro. 2007.
- [23] J. Kostas, J. Soria, a M. S. Chong, „A Study of a Backward Facing Step Flow at Two Reynolds Numbers“, in *In B. Dally (Ed.)*, Adelaide SA Australia: Adelaide University, 2001, roč. 1, s. 609–612.
- [24] A. E. E. Khalil, J. M. Brooks, a A. K. Gupta, „Impact of confinement on flowfield of swirl flow burners“, *Fuel*, roč. 184, s. 1–9, lis. 2016.
- [25] „Velocimetry portal - an online center for Laser Flow Diagnostic Techniques : Particle Image Velocimetry : PIV“. [Online]. Dostupné z: <http://velocimetry.net/index.htm>. [Viděno: 22-bře-2018].
- [26] D.-C. Toncu, M. Mirzaei, a S. Soleimani, „Emulsified jet fuel flame characterization with image processing“, *J. Energy Inst.*, dub. 2018.
- [27] „Numerical Modelling of Combustion in 1.5 MW Low-NOx Burner.pdf“ .
- [28] „ANSYS®, Release 18.1 Help System, Fluent Theory Guide. Ansys, Inc.“ .
- [29] B. Guo, D. F. Fletcher, a T. Langrish, „Simulation of Turbulent Swirl Flow in an Axisymmetric Sudden Expansion“, *AIAA J.*, č. 39, s. 96–102, 2001.
- [30] A. C. Benim, S. Iqbal, W. Meier, F. Joos, a A. Wiedermann, „Numerical investigation of turbulent swirling flames with validation in a gas turbine model combustor“, *Appl. Therm. Eng.*, roč. 110, s. 202–212, led. 2017.
- [31] „ANSYS®, Release 18.1 Help System, Fluent Modelling Guide. Ansys, Inc.“ .
- [32] „SST k-omega model -- CFD-Wiki, the free CFD reference“. [Online]. Dostupné z: https://www.cfd-online.com/Wiki/SST_k-omega_model. [Viděno: 25-dub-2018].

- [33] P. Vlček, „Modelování turbulentního proudění“, s. 21. [Online]. Dostupné z: https://www.cfd-online.com/Wiki/SST_k-omega_model. [Viděno: 25-dub-2018]
- [34] A. Jemcov a J. P. Maruszewski, „Nonlinear Flow Solver Acceleration by Reduced Rank Extrapolation“, s. 21.
- [35] J. Vondál, „Osobní konzultace“, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav procesního inženýrství, 2018.
- [36] URBAN, Ondřej. Redukovaný model vírového proudění. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2017. 79 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [37] JÍZDNÝ, M. Vlastní tvary vírového proudění. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2011. 79 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [38] D. Stefan a P. Rudolf, „Proper Orthogonal Decomposition of Pressure Fields in a Draft Tube Cone of the Francis (Tokke) Turbine Model“, *J. Phys. Conf. Ser.*, roč. 579, č. 1, s. 012002, 2015.

Seznam použitých symbolů a zkratek

Symbol/Zkratka	Význam	Jednotka
ÚPI	Ústav procesního inženýrství	
CFD	Computational Fluid Dynamics	
PIV	Particle Image Velocimetry	
S	Vírové číslo	[-]
CTRZ	Central Toroidal Recirculation Zone	
CRZ	Corner Recirculation Zone	
NO _x	Oxidy dusíku	
CO	Oxid uhelnatý	
TARS	Triple Annular Swirler	
Re	Reynoldsovo číslo	[-]
LDV	Laser Doppler Velocimetry	
PLIF	Planar Laser-induced fluorescence	
CL	Chemiluminiscence	
CTA	Metoda žhavení termoanemometrické sondy	
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes	
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes	
DNS	Direct Numeric Simulation	
LES	Large Eddy Simulation	
DES	Detached Eddy Simulation	
SAS	Scale Adaptive Simulation	
k	Kinetická energie turbulence	[J]
ε	Disipace kinetické energie	[J]
RNG	Re-Normalization Group	
RSM	Reynolds Stress Model	
L_{vK}	Von Kármánovo délkové měřítko	
y+	Charakteristika vzdálenosti od stěny vzhledem k proudění	[-]
D	Průměr potrubí	[m]
SST	Shear Stress Transport	
FFT	Fast Fourier Transform	
SWF	Scalable Wall Functions	
EWT	Enhanced Wall Treatment	
EDM	Eddy Dissipation Model	
V	Objem	[m ³]
L _x , L _y , L _z	Délka ve směru osy (x, y, z)	[m]
L _{scale}	Délkové měřítko pro relaxaci	[m]

L_{vol}	Délkové měřítko dle objemu domény	[m]
L_{ext}	Délkové měřítko dle geometrie	[m]
TF	Timescale Factor	[-]
RRE	Reduced Rank Extrapolation	

Seznam příloh

1. Zdrojový kód pro zpracování dat a vyhodnocení rychlostních profilů
2. Zdrojový kód na zpracování dat pro POD analýzu
3. Zdrojový kód pro vyhodnocení POD analýzy

Přílohy

V elektronické příloze jsou uvedeny zdrojové kódy pro zpracování a vyhodnocování dat pro tuto práci. Na tyto skripty platí licence MIT, která je uvedena na počátku každého skriptu.

Příloha č.1

Tento zdrojový kód sloužil pro načtení dat PIV a CFD na daných rovinách. Vyhodnocovány byly textové soubory obsahující souřadnice bodů a hodnoty axiální, tangenciální a radiální rychlosti. Po načtení souborů byly vyhodnoceny na jednotlivých průměrech průměrné, maximální a minimální hodnoty rychlosti a směrodatná odchylka. Toho bylo docíleno obvodovým průměrováním a ukládáním dat o maximu a minimu na daném poloměru. Po získání těchto dat byly všechny načtené profily vykresleny do společného grafu a zapsány do souboru.

Příloha č.2

V tomto skriptu probíhalo zpracování dat pro POD analýzu. V průběhu iterací byly ukládány textové soubory obsahující souřadnice bodů, složky vektoru rychlosti v daném čase, velikost každé buňky a čas. Na základě těchto dat byla vypočtena vlastní čísla a vlastní vektory, ze kterých byly získány vlastní tvary proudění. Výsledky byly zapsány do několika souborů – módy složky rychlosti y , módy složky rychlosti z , energie jednotlivých módů a časové funkce módů.

Příloha č.3

V tomto skriptu byla zpracována data z předchozího skriptu a byly vykresleny kontury rychlosti y nebo z daného módu spolu s jeho proudnicemi. Celý obrázek byl poté exportován do souboru.